

UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID

FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS

Departamento de Física de Materiales



TESIS DOCTORAL

**La componente de radiación Cherenkov como
elemento diferenciador entre cascadas atmosféricas
iniciadas por rayos gamma y protones en el rango de
energía de 10^{10} - 10^{16} eV**

TESIS DOCTORAL

MEMORIA PARA OPTAR AL GRADO DE DOCTOR

PRESENTADA POR

Ciro Edwin Portocarrero Pimentel

Director:

Fernando Arqueros Martínez

Madrid, 2003

ISBN: 978-84-669-1592-2

© **Ciro Edwin Portocarrero Pimentel** , 1999



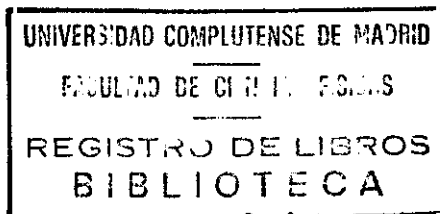
UNIVERSIDAD COMPLUTENSE



5314276666

TI-1998/4

LA COMPONENTE DE RADIACIÓN
CHERENKOV COMO ELEMENTO
DIFERENCIADOR ENTRE CASCADAS
ATMOSFÉRICAS INICIADAS POR
RAYOS GAMMA Y PROTONES EN EL
RANGO DE ENERGÍA DE
 $10^{10} - 10^{16}$ eV.



N.º REGISTRO 27554

Memoria presentada por
D. Ciro Edwin Portocarrero Pimentel
para optar al grado de Doctor en Ciencias Físicas
por la Universidad Complutense de Madrid

Dirigida por el profesor
D. Fernando Arqueros Martínez

Noviembre 1998

A mis padres y hermanos
y muy especialmente a Patricia y Leonardo

Índice General

Índice general	iii
Índice de figuras	v
Introducción	1
1 Rayos cósmicos	5
1.1 La Física y los rayos cósmicos	5
1.1.1 Espectro de energía de los rayos cósmicos	6
1.1.2 Abundancia relativa de núcleos	8
1.1.3 Origen	10
1.1.4 Propagación	12
1.1.5 Los “otros” rayos cósmicos:	15
1.2 Rayos cósmicos en la atmósfera	18
1.2.1 Desarrollo longitudinal	20
1.2.2 Desarrollo lateral de electrones	22
1.2.3 Radiación Cherenkov	23
1.3 Detección de rayos cósmicos	27
1.3.1 Matrices de centelladores	28
1.3.2 telescopios de luz Cherenkov	31
1.3.3 Matrices de contadores de luz Cherenkov atmosférica	32
1.3.4 Detectores de fluorescencia atmosférica	33
2 Método de simulación	37
2.1 Código CORSIKA	37
2.2 Adiciones al programa CORSIKA	43
2.2.1 Transporte de partículas y radiación Cherenkov	43
2.2.2 Métodos de aceleración	45
2.2.3 Parámetros de entrada y datos de salida	46
2.3 Librería de cascadas atmosféricas	49

3	Luz Cherenkov en el rango de los telescopios: 0.01 - 10 TeV	53
3.1	Espectro de longitudes de onda	57
3.2	Desarrollo lateral	59
3.2.1	Fluctuaciones	69
3.3	Eficiencia de detección	75
3.4	Conclusiones	80
4	Rango de Matrices de Contadores : 1 - 10⁴ TeV	85
4.1	Propiedades de la componente electromagnética de las cascadas	87
4.2	Propiedades de la componente de radiación Cherenkov	90
4.3	Métodos de separación gamma-protón	95
4.3.1	Método LES	96
4.3.2	Factor de calidad	110
4.3.3	Métodos basados en la pendiente "exterior"	114
4.4	Conclusiones	120
5	Conclusiones finales	125

Índice de Figuras

1.1	Espectro diferencial de rayos cósmicos sobre la tierra	7
1.2	Espectro diferencial para todos los rayos cósmicos que llegan a la tierra	8
1.3	Abundancia relativa de elementos en los rayos cósmicos y en el sistema solar	9
1.4	Al igual que los aceleradores ordinarios, los “aceleradores cósmicos” se caracterizan por su tamaño y sus campos electromagnéticos. Esta figura (inicialmente propuesta por M.H.Hillas de la universidad de Leeds) representa los valores necesarios (pero no suficientes) que tienen que tener el el campo electromagnético y el tamaño de un acelerador capaz de alcanzar una energía de 10^{20} eV con protones (línea continua) y núcleos de hierro (línea a trazos). Sólo objetos cósmicos situados por encima de estas líneas se pueden considerar como aceleradores potenciales de estas energías	12
1.5	Cuando dos cuerdas cósmicas se encuentran empiezan a deformarse (A), luego se “funden” para formar un nudo (B) y finalmente se separan (C) intercambiando los extremos (interconmutación). Una acumulación de energía, inestable, se desintegrará muy rápidamente en una explosión de partículas muy energéticas de Gran Unificación.	13
1.6	Arriba a la izquierda: La Radiación Sincrotrón se produce cuando las partículas cargadas giran en espiral alrededor de las líneas del campo magnético. Arriba a la derecha: Los mesones, partículas inestables que se producen por colisiones protón-núcleo, de alta energía decaen en rayos gamma. Abajo a la izquierda: La radiación por Bremsstrahlung ocurre cuando partículas cargadas son desviadas por núcleos atómicos. Abajo a la derecha: La dispersión Compton Inversa proporcionan energía a fotones ya existentes.	16
1.7	Etapas iniciales del desarrollo de a) una cascada electromagnética y b) una cascada hadrónica típica.	19
1.8	Desarrollos longitudinales de a) cascadas promedio iniciada por un primario γ y por un protón y b) cascadas individuales típicas iniciadas por un protón.	21

1.9	Desarrollo lateral de electrones. La línea representa el ajuste a la función NKG	23
1.10	Polarización de las moléculas atmosféricas producida por el paso de una partícula cargada de con velocidad a) inferior a la velocidad de la luz y b) superior a la de la luz. c) frentes de onda de la radiación Cherenkov (formación del cono Cherenkov).	24
1.11	a) Cascada atmosférica típica y flash Cherenkov. b) frente de partículas y frente de fotones Cherenkov.	25
1.12	a) direcciones de incidencia de los fotones Cherenkov emitidos a distintas alturas. y desarrollo lateral de luz Cherenkov inducida por electrones que a) no sufrieron dispersión coulombiana y b) teniendo en cuenta la dispersión coulombiana.	26
1.13	Técnicas utilizadas correspondientes a cada rango de energía para un primario γ	28
2.1	Cascada atmosférica de partículas iniciada por un protón en incidencia vertical y con 300 GeV de energía	41
2.2	Cascada atmosférica de partículas iniciada por un rayo- γ en incidencia vertical y con 300 GeV de energía	42
2.3	Histogramas obtenidos durante la simulación de una cascada iniciada por un rayo γ de 215 TeV en incidencia vertical : a) Distribución radial de luz Cherenkov (arriba), desarrollo lateral de electrones (abajo) correspondientes a profundidades atmosféricas de 500, 600, 700 y 800 g/cm^2 . b) Desarrollo longitudinal de partículas.	48
3.1	Cascada atmosférica de partículas producida por un protón de 350 GeV en incidencia vertical. trazo: negro ($e\pm$), rojo($\mu\pm$), verde($\pi\pm$), azul(protones y neutrones). Las líneas más gruesas (muones y hadrones) representan partículas que superan el umbral de producción de luz Cherenkov. En la parte inferior se representa los puntos de impacto de los fotones Cherenkov, para un observatorio situado a 3 km de altitud.	56
3.2	Espectro promedio de luz Cherenkov para $r \leq 150m$ producido por un rayo γ de 10 TeV a tres niveles de observación : a) 600, b) 800 y c) 1036 g/cm^2 . Se compara el espectro de radiación Cherenkov sin atenuación (s) con el que se observaría si sólo existiera de la capa de ozono (o), scattering Rayleigh (r) y scattering Mie (m). La curva (rmo) representa el espectro total, teniendo en cuenta todos los efectos.	57

- 3.3 Espectro promedio de luz Cherenkov (dentro de un radio de 150m) generada por cascadas γ a profundidades de : a) 600 g/cm²; b) 800 g/cm² y c) nivel del mar; y por cascadas iniciadas por protones a: d) 600 g/cm², e) 800 g/cm² y f) nivel del mar. Las energías primarias son 0.1 TeV (curva quebrada) y 10 TeV (curva continua). Todo el espectro ha sido normalizado a su máximo. 58

- 3.4 Distribución espacial (400 m x 400 m) de fotones Cherenkov producida por cascadas típicas iniciadas por rayos γ (a,b) y protones (c,d) con energías primarias de 0.1 (1), 1(2) y 10TeV (3) como se observa a dos altitudes de observación, 600 g/cm² (a,c) y nivel del mar (b,d). La densidad de puntos es proporcional a la densidad de fotones, sin embargo, el factor de proporcionalidad ha sido elegido independientemente para cada plot para una óptima visualización. El *hump* de la distribución radial es claramente visible en los plots a y b. Los plots 1c, 2c, 1d y 2d muestran las marcas dejadas por los muones secundarios los cuales frecuentemente alcanzan el observatorio. 60

- 3.5 Distribución del número de fotones Cherenkov que golpean una celda de muestreo de 25 m² localizada a : a) 50 m; b) 100 m ; c) 200 m del eje de la cascada para cascadas γ de 100 GeV tal como se observa a 600 g/cm² de profundidad atmosférica. La línea vertical continua muestra la posición de la mediana de la distribución. La región sombreada contiene el 68% de los eventos. 61

- 3.6 Distribución lateral de luz Cherenkov (aceptancia angular de 2.8 grados) para cascadas γ con incidencia vertical, energías primarias de 0.001, 0.1 y 10TeV como se observa a: a) 600 g/cm² ; b) 800 g/cm² ; c) 900 g/cm²; y d) nivel del mar. Las líneas negra y roja representan la mediana y la media de la distribución de densidades a la correspondiente distancia radial. Las barras verticales las fluctuaciones totales (68% de probabilidad) en la densidad de luz medida por una celda de muestreo de 25 m². 62

- 3.7 Distribución lateral de todos los fotones Cherenkov (curva continua y de los que tienen un ángulo zenital menor que 1.4 grados (línea quebrada) para cascadas γ con incidencia vertical de 0.1 TeV a: a) 600 g/cm² ; b) 800 g/cm² ; y c) nivel del mar; y de 1TeV a: d) 600 g/cm² ; e) 800 g/cm² ; y f) nivel del mar. 63

- 3.8 Lo mismo que en la figura 3.6 para cascadas iniciadas por protones de 0.1, 1 y 10TeV de energía primaria. 65

- 3.9 Mediana de los desarrollos laterales de luz Cherenkov para energías fijas y para varios niveles de observación. Cerca del core y de arriba hacia abajo las líneas representan a los niveles 600, 800, 900 y 1036 g/cm^2 . a) rayos γ b) protones. 67
- 3.10 Número de fotones Cherenkov dentro de un radio de 150 m alrededor del eje de la cascada para primarios γ y protones en función de su energía. Las curvas continuas representan la mediana de la correspondiente distribución de fotones. Para ambos primarios las profundidades de observación son (de arriba hacia abajo) 600 g/cm^2 , 800 g/cm^2 , 900 g/cm^2 , y el nivel del mar. Las barras verticales, las cuales solo se muestran para el nivel más alto, representan la anchura total (68% de probabilidad) de la distribución. Para el resto de niveles las anchuras de la distribución son del mismo orden de magnitud. 68
- 3.11 Fluctuación total de la densidad de luz en función de la distancia al core para cascadas γ de 0.01 (continua), 0.1 (quebrada), 1 (punteada) y 10 TeV (mixta) a cuatro niveles de observación: 600 g/cm^2 (a), 800 g/cm^2 (b), 900 g/cm^2 (c) y nivel del mar (d). Las ordenadas representan la anchura total (68% de probabilidad) de la distribución de luz dividida por el valor medio. Los máximos y mínimos locales son debidos a fluctuaciones de ω_{tot} debido a las limitaciones de la estadística por lo tanto no tienen significado físico. 70
- 3.12 Distribución de la densidad de luz normalizada a una distancia de 50 m del eje de la cascada dividida por su valor medio para cascadas γ con energía de : a) 0.01; b) 0.1; c) 1; y d) 10 TeV . La línea continua representan las fluctuaciones totales mientras que la línea quebrada (región sombreada) representan las fluctuaciones de muestreo en una celda de 25 m^2 (ver texto) . Los valores correspondientes de las anchuras de las distribuciones (ω_{tot} y ω_{sam} también se muestran. 72
- 3.13 Área efectiva de colección (ecuación 3.3) para un telescopio de 25 m^2 localizados en cuatro niveles de observación para rayos γ de incidencia vertical. Las condiciones de trigger asumidas estan asociadas con valores de ρ_{min} de 2, 10, 50 y 250 fotones/ m^2 (ver texto) . Las profundidades atmosféricas son : a) 600 g/m^2 ; b) 800 g/m^2 ; c) 900 g/m^2 ; y d) nivel del mar. 78
- 3.14 Lo mismo que la figura 3.13 para cascadas iniciadas por protones. . 79
- 4.1 Desarrollos longitudinales promedio para primarios gamma (línea continua) y protón (línea quebrada) a energías de 10 TeV (a), 100 TeV (b), 1000 TeV (c) y 10^4 TeV (d). 88

4.2	Desarrollos laterales de electrones a tres profundidades de observación correspondientes a cascadas individuales de 20 TeV, incidencia vertical y con la misma posición de máximo desarrollo iniciadas por un rayo γ (línea discontinua) y por un protón (línea conína).	89
4.3	Distribución lateral de luz Cherenkov a varios niveles de observación producidas por cascadas iniciadas por rayos γ con energías primarias de 10, 100, 1000 y 10^4 TeV.. . . .	90
4.4	Distribución lateral de luz Cherenkov a varios niveles de observación producidas por cascadas iniciadas por protones con energías primarias de 10, 100, 1000 y 10^4 TeV.. . . .	91
4.5	Fluctuaciones en la distribución lateral de luz Cherenkov para rayos γ con energías de 10, 10^2 , 10^3 y 10^4 TeV.	93
4.6	Fluctuaciones en la distribución lateral de luz Cherenkov para protones con energías de 10, 10^2 , 10^3 y 10^4 TeV.	94
4.7	Anchura total de las fluctuaciones de la distribución radial de luz Cherenkov dividida por el valor medio, a tres niveles de observación: 600 g/cm ² (a), 800 g/cm ² (b) y nivel del mar (c). Las energías correspondientes son 10 TeV (línea conína), 100 TeV (línea quebrada), 1000 TeV (línea punteada) y 10^4 TeV (línea mixta, puntos y rectas). Las curvas representan una suavización de los resultados obtenidos.	95
4.8	Número de electrones en tierra sobre número de electrones en el máximo de la cascada frente a la profundidad de máximo desarrollo como se espera a niveles de observación de 600 g/cm ² (a), 800 g/cm ² (b) y nivel del mar (c). Las partículas primarias son protones (puntos negros) y rayos γ (puntos blancos) en los rangos de energía de 1- 10^2 TeV (a), 10- 10^3 (b) y $10^2 - 10^4$ TeV (c). Cada punto representa el valor medio de la distribución de valores de N_e/N_e^{max} para los eventos para un correspondiente valor de X_{max}	97
4.9	Número de electrones sobre luz Cherenkov integrada frente a la profundidad de máximo desarrollo para un observatorio situado a 600 g/cm ² . Los primarios son protones (círculos negros) y rayos γ (círculos blancos). Los símbolos representan el valor medio de la distribución de N_e/N_e^{max} a valores fijos de X_{max} y las barras de error representan las correspondientes fluctuaciones. Los intervalos de ρ_{hump} corresponden a rayos γ de energías de 1 – 10 TeV (a), 10 – 100 TeV (b).	98
4.10	Lo mismo que en la figura 4.9 a 800 g/cm ² y para rangos de energía (para rayos γ) de 10-100 TeV (a) y 100-1000 TeV (b).	99

- 4.11 Lo mismo que en la figura 4.9 a nivel del mar y para rangos de energía (para rayos γ) de 0.1-1 PeV (a) y 1-10 PeV (b). 100
- 4.12 Número de electrones sobre luz Cherenkov integrada frente al parámetro de la pendiente b_7 como se espera a un nivel de observación de 600 g/cm² para todos los eventos de la figura 4.9 102
- 4.13 Número de electrones sobre luz Cherenkov integrada frente al parámetro de la pendiente b_7 como se espera a un nivel de observación de 800 g/cm² para todos los eventos de la figura 4.10 103
- 4.14 Número de electrones sobre luz Cherenkov integrada frente al parámetro de la pendiente b_7 como se espera a un nivel del mar para todos los eventos de la figura 4.11 104
- 4.15 Pendiente de la distribución radial de luz Cherenkov en tierra frente a X_{max} para cascadas iniciadas por protones (línea continua) y rayos γ (línea discontinua). Las profundidades de observación son 600 g/cm², 800 g/cm² y nivel del mar (s.l). Los rangos de energía para rayos γ son 1 – 10² TeV (a) y 10² – 10⁴ (b). Las líneas representan una suavización de las medias de las distribuciones correspondientes. 105
- 4.16 Semianchura antes del máximo (a,b) y más allá del máximo (c,d) del desarrollo longitudinal frente al la profundidad del máximo de la cascada para cascadas iniciadas por protones (círculos negros) y rayos-gamma (círculos blancos) en el rango de energía de 1 – 100 TeV (a,c) y 10² – 10⁴ TeV (b,d). Cada punto representa el valor medio de la semianchura de la distribución para todos los eventos correspondientes a un valor de X_{max} 107
- 4.17 Parámetro de la edad de la distribución lateral de electrones frente a la profundidad de máximo desarrollo de la cascada. Las cascadas son iniciadas por protones (círculos negros) y por rayos γ (círculos blancos) en el rango de energía de 1 – 10² TeV (a,c y e) y 1062 – 1064 (b,d y f). Las profundidades de observación son 600 g/cm² (a,b), 800 g/cm² (c,d) y nivel del mar (e,f). Cada punto representa la media del parámetro de la edad para todos los eventos correspondientes a un valor dado de X_{max} 108
- 4.18 Ejemplo de como las fluctuaciones disminuyen al cambiar X_{max} por b_7 110
- 4.19 a) N_e/L_{int} frente a b_7 para el intervalo de energía de 10 – 10² TeV a una profundidad de observación de 600 g/cm². El tamaño de las cajas es proporcional al logaritmo del número de eventos. Las cajas negras (blancas) corresponden a cascadas iniciadas por protones (gammas). b) El factor de calidad frente al desplazamiento vertical respecto de la línea de corte mostrada en a). 112

4.20	La misma figura que la figura 4.19 para un intervalo de energía primaria de $10^3 - 10^4$ TeV a nivel del mar.	113
4.21	La misma figura que la figura 4.19 para un intervalo de energía primaria de $10^3 - 10^4$ TeV a nivel del mar.	116
4.22	Valor medio de la pendiente “exterior” de la distribución lateral de luz Cherenkov frente a X_{max} correspondiente a un nivel de observación de 800 g/cm^2 y a intervalos de energía de 10-100 TeV (a) y $100 - 10^3$ TeV (b). Los puntos negros corresponden a cascadas iniciadas por protones mientras que los puntos blancos representan a cascadas γ	118
4.23	La misma figura que la figura 4.19 para un intervalo de energía primaria de $10^3 - 10^4$ TeV a nivel del mar.	119

Introducción

Desde el espacio exterior constantemente llegan a la tierra una gran cantidad de partículas que en su mayoría son protones aunque se encuentran también núcleos atómicos que pueden ser tan masivos como el hierro. La cantidad de energía que transportan estas partículas abarca un intervalo muy amplio que va desde los MeV hasta los centenares de EeV. La existencia de partículas con tan altas energías plantea el problema de averiguar cuáles son los mecanismos físicos que las pueden generar. Una de las primeras cuestiones a resolver es la determinación de los lugares de origen y la correlación con algún objeto astrofísico a fin de poder tener un punto de partida para la elaboración de un modelo que explique tan altas energías. Lamentablemente la dirección de incidencia de estas partículas cargadas sobre la tierra no es de gran ayuda, debido a que los campos magnéticos interestelares e intergalácticos presentes en su camino producen deflexiones borrando de esta manera toda relación con su dirección de origen.

Es de esperar que en los posibles escenarios astrofísicos en los que estas partículas adquieren su energía se libere también radiación electromagnética. De estas ondas, son las más energéticas (rayos X y rayos γ) las que tienen una estrecha relación con la producción de los rayos cósmicos. la dirección de estos fotones no sufre los efectos del campo magnético interestelar, por tanto el estudio y detección de los mismos proporciona la posibilidad de encontrar importantes pistas acerca del origen de los rayos cósmicos.

En los últimos años la astronomía de rayos γ ha experimentado un notable desarrollo debido a las importantes observaciones realizadas por el Compton Gamma-Ray Observatory (CGRO) que ha detectado numerosas fuentes puntuales. En concreto, uno de sus instrumentos (EGRET) ha encontrado alrededor de 150 fuentes con energías mayores que 100 MeV algunas de las cuales emiten rayos γ de hasta algunas decenas de GeV. Éste límite superior en la energía se debe a que la superficies de detección en satélites son limitadas (razones económicas). Para un número significativo de estas fuentes no existen indicios de un corte en el espectro de energías y por tanto

se espera que emitan también radiación γ a energías mayores.

Una forma de ampliar la ventana energética que ofrecen los satélites consiste en hacer las detecciones desde tierra. Las técnicas utilizadas para este efecto tienen muchos años de existencia y se basan, por un lado, en la detección de las partículas secundarias (electrones y rayos γ secundarios) que conforman la cascada electromagnética iniciada por el rayo γ en la atmósfera terrestre, y por otro lado en la radiación Cherenkov que las partículas cargadas más energéticas generan a su paso por la atmósfera. Desgraciadamente los rayos cósmicos hadrónicos producen cascadas de partículas similares dificultando la detección de los rayos γ primarios.

Los Telescopios Cherenkov han obtenido grandes éxitos en la detección de rayos γ provenientes de fuentes puntuales, un ejemplo lo constituye la pionera detección de señal proveniente de la nebulosa del Cangrejo por el telescopio de Whipple así como del objeto extragaláctico Markarian 421. Lamentablemente el umbral de energía de los telescopios Cherenkov es muy alto, situándose en la actualidad alrededor de los 300 GeV. Éste umbral viene limitado por las fluctuaciones poissonianas del fondo de luz nocturna.

La búsqueda de fuentes de rayos γ primarios con energías por encima del TeV es de gran importancia para la física de altas energías. Entre otras cosas, podría permitir poner a prueba algunas predicciones de las teorías de gran unificación, por ejemplo, los agujeros negros primordiales y las cuerdas cósmicas deberían generar rayos γ con éstas energías. También en relación a las enigmáticas explosiones de rayos γ (bursts), proporcionarían importantes pistas, debido a que estos rayos γ son fuertemente atenuados por la interacción con los fotones (infrarrojos, microondas) intergalácticos, por lo tanto, su posible detección podría establecer límites a la distancia a la fuente. Aunque para este rango de energías se han empleado tradicionalmente matrices de contadores de partículas cargadas, recientemente se ha demostrado la gran utilidad de matrices de detectores de luz Cherenkov.

De lo dicho anteriormente se comprende el gran interés en la búsqueda de fuentes de rayos γ en un amplio rango de energías que complementen las observaciones realizadas desde satélites, objetivo que se puede conseguir con telescopios en tierra. Para el diseño de estos telescopios es necesaria la simulación detallada del desarrollo de las cascadas atmosféricas con el fin de estimar las señales esperadas. En la actualidad esto se puede realizar gracias a la disponibilidad de potentes ordenadores. En este trabajo se ha llevado a cabo un estudio por simulación de las propiedades de las cascadas atmosféricas para un amplio rango de energías comprendidas entre 10 GeV y 10^4 TeV

empleando el programa CORSIKA (COsmic Ray SIMulation for KAskade) desarrollado en el centro de Física Nuclear de Karlsruhe.

Uno de los objetivos de este trabajo es estudiar las propiedades de las cascadas para el rango de energías comprendida entre 10 GeV y 10 TeV con el fin de evaluar las posibilidades de reducir la energía umbral de los telescopios Cherenkov. Se han simulado cascadas iniciadas por rayos γ y por protones, se han estudiado los desarrollos laterales de la luz Cherenkov y sus fluctuaciones y se han evaluado áreas efectivas para condiciones de trigger basadas en densidades mínimas de luz Cherenkov (ver cap. 3). Debido a que la energía umbral de los telescopios puede depender significativamente de la altitud del observatorio, se ha considerado para este estudio, varios niveles de observación comprendidos entre los 4000 metros de altura y el nivel del mar.

Como ya se ha mencionado, uno de los principales problemas de la astronomía de rayos gamma es el intenso fondo generado por los rayos cósmicos hadrónicos, ésta situación obliga a desarrollar métodos que permitan distinguir las cascadas iniciadas por rayos γ de aquellas iniciadas por hadrones. Mientras que en los telescopios Cherenkov se viene utilizando con notable éxito el llamado *método de la imagen*, a energías superiores a los TeV, todavía no existen técnicas bien establecidas. Recientemente se han propuesto algunos métodos de discriminación hadrónica basados en la distribución radial de la luz Cherenkov. En este trabajo se evalúa la capacidad de estos métodos y se propone uno nuevo en un amplio rango de energía primaria comprendido entre 1 y 10^4 TeV así como su dependencia con la altitud del observatorio (ver cap. 4).

Capítulo 1

Rayos cósmicos

1.1 La Física y los rayos cósmicos

Cuando se habla de “rayos cósmicos ” (R.C.) se está haciendo referencia a partículas muy energéticas cuyas fuentes son extraterrestres. Éstas abarcan un espectro de energías muy amplio que va desde los MeV hasta los ZeV(10^{21} eV). Aunque la mayor parte son núcleos atómicos que van desde el hidrogeno hasta elementos tan pesados como el hierro, también se encuentran en ellos e^\pm, p^\pm, μ^\pm rayos γ etc. Desde su descubrimiento, a principio de siglo, su estudio ha contribuido notablemente al desarrollo de la física, debido principalmente a que traen consigo energías altas no accesibles en la tierra. El estudio de estas partículas y de los fenómenos que originan al colisionar con la materia permitió el descubrimiento de nuevas partículas, algunas de las cuales son el : μ^\pm, π^\pm, k^\pm (1948), k^0 (1953), Λ (1951), Σ^+ , etc. Estos descubrimientos constituyeron uno de los primeros logros del estudio de esta radiación y significaron una notable aportación a la física, aportación que no ha cesado hasta la actualidad . Como ejemplo, se puede señalar que en la actualidad el estudio de los R.C. proporciona entre otras cosas, la posibilidad de poner a prueba nuevas teorías físicas [1],[2] : La detección de partículas con energías del orden de los ZeV[3],[4] sugiere la posibilidad de estar frente a procesos físicos extremadamente energéticos no conocidos hasta ahora, tales como los previstos por teorías de gran unificación(defectos topológicos [5],[6]).

Pero, ¿De dónde vienen estas partículas?, ¿Son sus fuentes objetos astrofísicos conocidos?, ¿Son todas partículas conocidas?, ¿Qué edad tienen?, ¿Cómo adquieren estas energías?, ¿Los procesos que las originan son explicables en el marco de nuestras actuales teorías?, ¿Son galácticas o extragalácticas?, ¿Qué cambios sufren en su viaje hasta la tierra? etc..

Para dar respuesta a estas interrogantes se está investigando íntensamente, prueba de ello es la existencia de numerosos grupos [7] que investigan tanto los aspectos teóricos como experimentales que rodean a la investigación de esta radiación. A continuación presentamos una breve reseña de los logros que se han alcanzado en estas investigaciones:

1.1.1 Espectro de energía de los rayos cósmicos

El flujo de partículas cósmicas que llega a la tierra depende del tipo de partícula y de la energía que transportan. Esto se puede observar en la figura 1.1, donde se muestra el espectro diferencial de rayos cósmicos (R.C) que llegan a la tierra hasta una energía de 10^7 MeV/nucleón. Es destacable la modulación que producen en el espectro las partículas provenientes del sol en la zona de energías menores que 10 GeV/nucleón. La figura 1.2 muestra el espectro de todas las partículas para $E_o > 10$ GeV/nucleón. Esta figura nos da una idea global de los flujos totales de partículas cósmicas que inciden sobre la tierra. Una de las características más relevantes en estas figuras es el amplísimo rango de energías que cubren estas partículas y la rápida caída del flujo a medida que se incrementa la energía.

Las figuras 1.1 y 1.2 muestran que a energías altas $E_o > 10$ GeV/nucleón tanto el espectro diferencial de cada componente por separado como el correspondiente a todos los tipos obedecen una ley de potencia de la forma:

$$I(E) = k.E^{-\gamma} \quad (1.1)$$

Esta ley presenta dos cambios de pendiente para energías de $E_o \simeq 10^6$ GeV (“rodilla”) y a $E_o \simeq 10^9 - 10^{10}$ GeV (“tobillo”). La “rodilla” en el espectro se atribuye frecuentemente a un cambio en la naturaleza de la propagación de los rayos cósmicos, más exactamente, a un decrecimiento en la eficiencia de confinamiento de partículas de alta energía en la galaxia. Existe también un modelo alternativo acerca del origen de la “rodilla” propuesto por Hillas(1979) que establece que el cambio en la pendiente se debe a la interacción de los rayos cósmicos con la intensa radiación que existe en las cercanías de la fuente y en la fuente propiamente dicha. Una consecuencia de éste modelo establece que en la composición química los protones deben ser dominantes después de la rodilla, debido a que este cambio de pendiente debería producirse antes, para los núcleos más pesados, que para los protones. Algunos resultados experimentales parecen indicar sin embargo, un enriquecimiento en núcleos pesados después de la rodilla[8], lo que parece

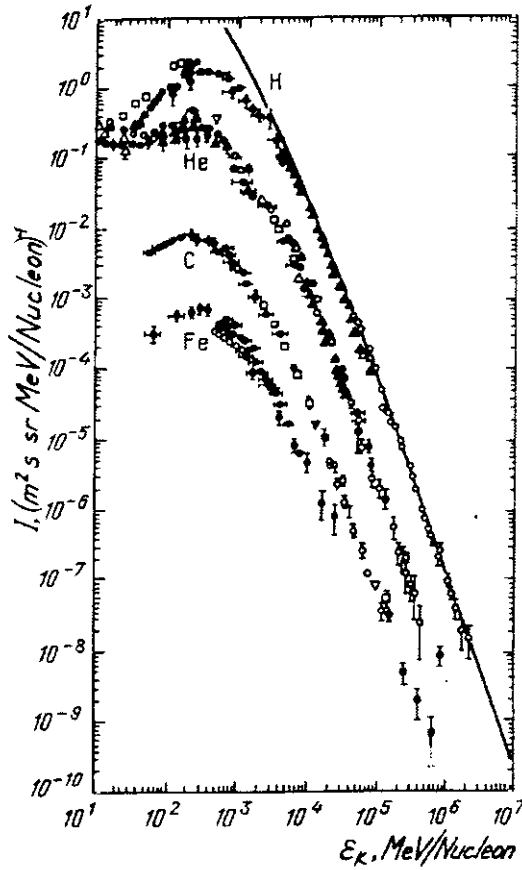


Figura 1.1: Espectro diferencial de rayos cósmicos sobre la tierra

contradecir el modelo de Hillas, sin embargo para sacar conclusiones definitivas es necesario un estudio mas detallado acerca de la composición química en esta región del espectro. En relación al “tobillo” se piensa que el cambio de pendiente puede estar causado por un dominio de los rayos cósmicos de origen extragaláctico respecto a los de origen galáctico[9].

Los datos de la figura 1.2 permite estimar la densidad de energía en el universo asociada a los rayos cósmicos. La integración sobre todo el rango da un valor $\simeq 0.5$ eV/cm³, que es muy similar a la correspondiente al fondo de microondas($\simeq 3k$) y al de la luz de las estrellas en el disco galáctico. Esto quiere decir que en el balance energético del universo la energía contenida en forma de rayos cósmicos es muy importante, en ello radica su relevancia en cosmología.

Por otro parte, las características mostradas en la figura 1.2, determinan,

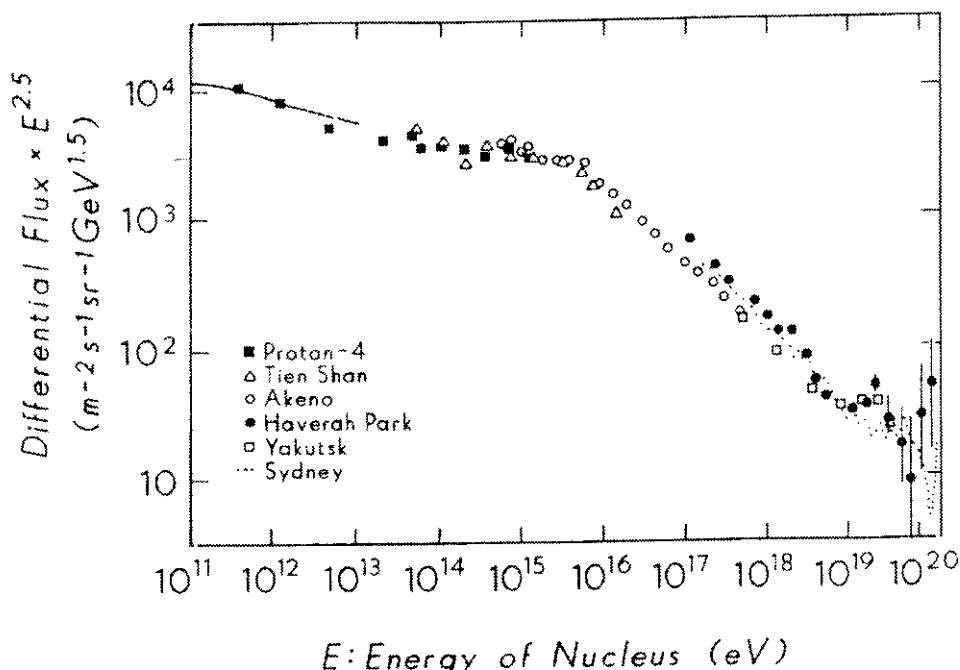


Figura 1.2: Espectro diferencial para todos los rayos cósmicos que llegan a la tierra

entre otras cosas la técnica de detección. Por ejemplo, para energías primarias del orden de 10^{14} eV, se espera un flujo de 1 partícula/ $m^2/año$, este hecho obliga a pensar en superficies de grandes dimensiones que permitan detectar un número suficiente de partículas para que sea posible un estudio estadístico de las mismas.

1.1.2 Abundancia relativa de núcleos

Una fuente importante de pistas acerca de los procesos que intervienen en el estudio de los rayos cósmicos es el análisis de la abundancia relativa de los distintos núcleos que los conforman. En la figura 1.3 se muestra la abundancia relativa de núcleos para un rango de energías que van desde 1 GeV hasta 10 GeV/nucleón (línea continua), comparados con los mismos en el sol (línea discontinua).

La característica más importante que se desprende de esta figura es la sobre-abundancia de elementos ligeros (Li , Be , B) en los rayos cósmicos. Se observa además una tendencia similar al considerar núcleos atómicos, tales como H^2 , He^3 , F , K , Sc , etc. Estas diferencias sugieren que la composición química de los rayos cósmicos se ve fuertemente alterada por los procesos

que intervienen en su larga travesía a través del espacio interestelar y posiblemente también en la misma fuente (región de aceleración).

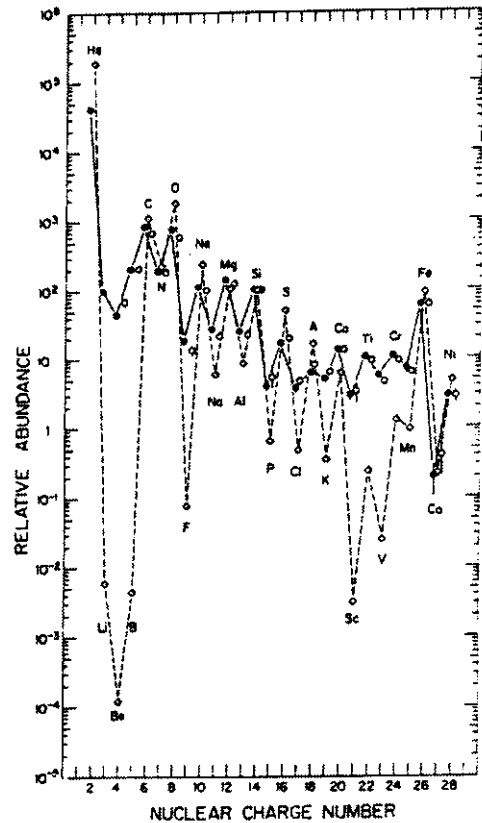


Figura 1.3: Abundancia relativa de elementos en los rayos cósmicos y en el sistema solar

Por tanto la abundancia relativa de los núcleos secundarios(producidos durante la interacción de los R.C con el gas interestelar) proporciona una valiosa información sobre la naturaleza de la propagación de los R.C en la galaxia. Así, por ejemplo, algunos cálculos basados en abundancias relativas observadas en los isótopos del helio indican que éstos han atravesado, desde su nacimiento, aproximadamente $30\text{kg}/\text{m}^2$ de materia antes de llegar a la tierra. El mismo resultado se deduce a partir de las abundancias relativas del numeroso grupo de elementos ligeros(*Li, Be, B*). Como se sabe este grupo se produce por la fragmentación de elementos más pesados al atravesar los 30 o $40\text{kg}/\text{m}^2$ de materia interestelar.

La composición química de los rayos cósmicos con energías menores que

10^{14} eV/núcleo puede ser determinada a partir de medidas directas usando detectores situados en globos o satélites. Por encima de 10^{14} eV/núcleo la información acerca de la composición química es indirecta y puede ser determinada a través de observaciones de cascadas en la atmósfera [10]. En los experimentos de cascadas atmosféricas la energía y la naturaleza la partícula primaria se deducen a partir de la comparación de resultados obtenidos en las mediciones, con los correspondientes obtenidos a partir de simulaciones hechas con el método de Monte Carlo. Por supuesto la resolución de masa es muy pobre y sólo pueden obtenerse tendencias generales a partir del análisis de cascadas atmosféricas, las cuales incluyen información acerca de las propiedades de las componentes muónica y hadrónica de las cascadas. Ésta interpretación, además, puede ser dependiente de la elección de los modelos que describen las interacciones de las partículas en la simulación a energías de $10^3 - 10^5$ TeV. En el rango de energía de $10^3 - 10^4$ TeV la evidencia acerca de la composición de masa de los rayos cósmicos es contradictoria. Algunos resultados muestran un incremento de la fracción de núcleos pesados [10], aunque otros resultados no los confirman, más aún, sobre la base de datos experimentales acerca de las fluctuaciones en el número de muones y electrones en cascadas atmosféricas extensas se encuentra una tendencia al incremento de la fracción de protones energéticos en los rayos cósmicos [11],[12].

1.1.3 Origen

La elaboración de modelos que dan cuenta del origen de los rayos cósmicos y de la forma en que adquieren sus energías está fuertemente limitada por resultados observacionales. La estructura exponencial del espectro de energías impone severas restricciones a los modelos de origen, aceleración y transporte de los R.C. Por ejemplo, éstos indican que los mecanismos involucrados en estos procesos obedecen más a mecanismos propios de alta energía que a los propios de altas temperaturas, es decir, a mecanismos no térmicos. Por supuesto también estos modelos deben dar cuenta de la composición química observada y de las abundancias relativas de los elementos.

En la actualidad se piensa que los remanentes de supernovas (SNRs), son la principales fuentes de rayos cósmicos, en los cuales se gana energía a través de procesos de aceleración similares a los propuestos por Fermi, esto es, en las ondas de choque que estas explosiones producen. Se piensa que mediante este mecanismo se pueden transmitir a las partículas energías no mayores de 10^{15} eV, debido a que a partir de este límite, el radio de giro

de las partículas se hace del orden del tamaño de la onda de choque y por lo tanto, la partícula escapa. Para alcanzar energías mayores se requieren ondas de choque más extensas, situación que se puede lograr si la partícula en su camino atraviesa remanentes de viejas supernovas o asociaciones de supernovas[13]. En estas condiciones se pueden conseguir energías de hasta $3 \cdot 10^{16}$ eV para protones y de hasta 10^{18} eV para núcleos de hierro. Aunque estos mecanismos son aceptados como los más probables, presentan sin embargo algunos problemas que todavía están pendientes de ser resueltos, éstos tienen que ver con los procesos de inyección de iones en los procesos de Fermi[14](las partículas cargadas para ser aceleradas por este mecanismo deben verificar ciertas condiciones previas).

La mejor evidencia que apoya los modelos de SNRs la proporciona el espectro de rayos X correspondientes a 4 SNRs de nuestra galaxia. El estudio de estas supernovas ha proporcionado evidencias acerca de la existencia de electrones acelerados por ondas de choque, siendo $10^{13} - 10^{14}$ eV las máximas energías inferidas de estos resultados para los electrones. Se piensa que estos SNRs producen también núcleos con energías similares debido a que para energías mayores que la energía en reposo del protón, los electrones y los núcleos se aceleran de la misma forma[15].

Pero, ¿cuál es el origen de las partículas con energías mayores que 10^{19} eV ?. En este rango de energías los problemas son mayores dado que, la propia identidad de la partícula es desconocida, situación que dificulta aún más la elaboración de modelos específicos que expliquen los mecanismos que producen partículas de tan alta energía. Si se supone que las partículas alcanzan estas energías a través de procesos de aceleración, entonces, se hace necesaria la existencia en el universo, de regiones con rigideces magnéticas suficientes para tal fin. Existen cuatro tipos de objetos astrofísicos que tienen campos magnéticos intensos, a saber: enanas blancas, estrellas de neutrones(pulsars), núcleos de galaxias y radiogalaxias. De estas cuatro, sólo las dos últimas poseen rigideces magnéticas suficientes, pese a sus pequeños campos magnéticos sus rendimientos físicos son los necesarios(ver figura 1.4). Existen también modelos que involucran la existencia de un halo galáctico y otros que postulan una hiperactividad del núcleo galáctico, para dar cuenta de éstas energías [16]. Inclusive para dar cuenta de tan formidables energías, se invocan también procesos físicos no convencionales y exóticos, tales como los previstos por las teorías de gran unificación(defectos topológicos) en particular, las cuerdas cósmicas[1],[6].

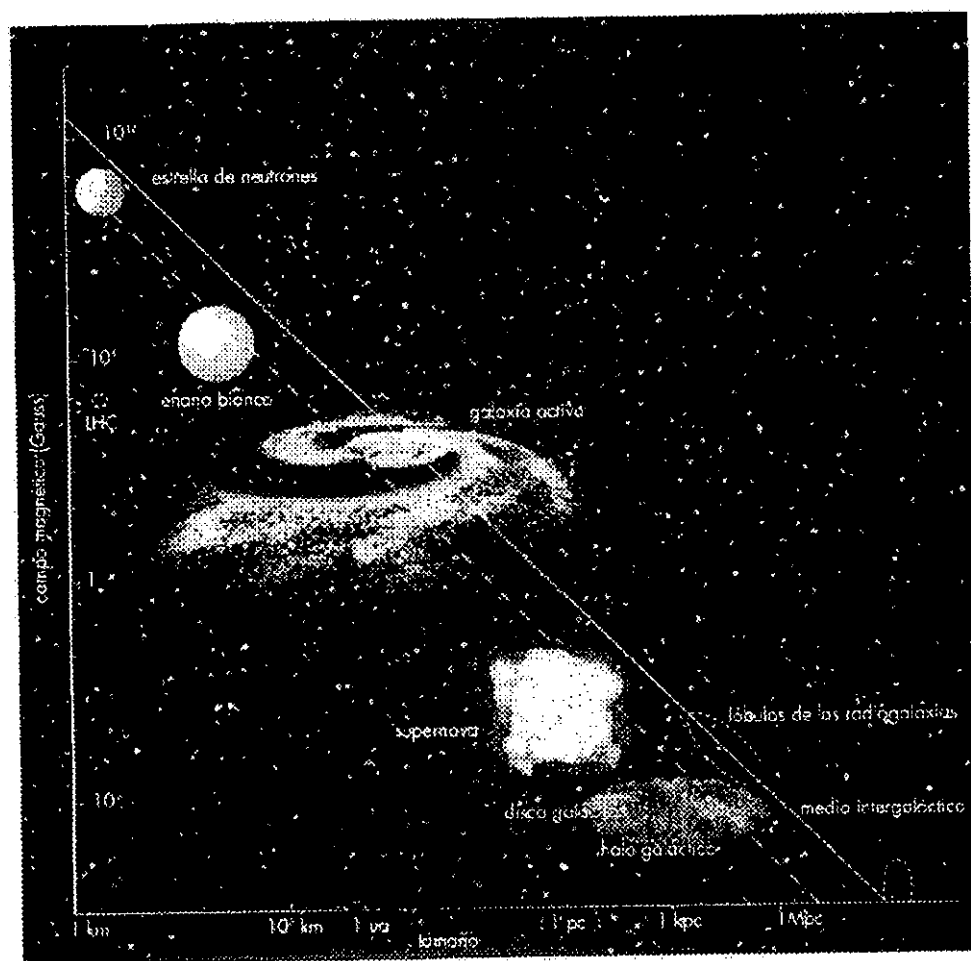


Figura 1.4: Al igual que los aceleradores ordinarios, los “aceleradores cósmicos” se caracterizan por su tamaño y sus campos electromagnéticos. Esta figura (inicialmente propuesta por M.H.Hillas de la universidad de Leeds) representa los valores necesarios (pero no suficientes) que tienen que tener el campo electromagnético y el tamaño de un acelerador capaz de alcanzar una energía de 10^{20} eV con protones (línea continua) y núcleos de hierro (línea a trazos). Sólo objetos cósmicos situados por encima de estas líneas se pueden considerar como aceleradores potenciales de estas energías

1.1.4 Propagación

Los rayos cósmicos una vez creados comienzan un viaje por el espacio interestelar que los llevará entre otros lugares hasta la tierra. El aparente “vacío” en el que parece estar sumergido el universo es un medio hostil que degrada e incluso termina con la energía de los R.C. Los campos electro-

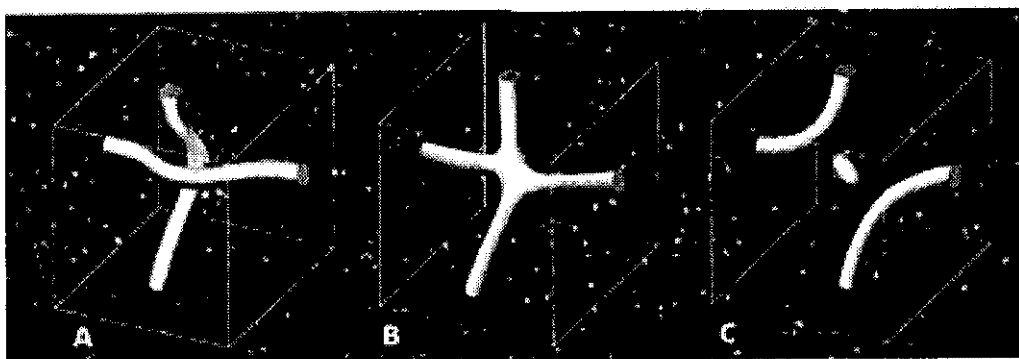


Figura 1.5: Cuando dos cuerdas cósmicas se encuentran empiezan a deformarse (A), luego se “funden” para formar un nudo (B) y finalmente se separan (C) intercambiando los extremos (interconmutación). Una acumulación de energía, inestable, se desintegrará muy rápidamente en una explosión de partículas muy energéticas de Gran Unificación.

magnéticos presentes en el medio inter-estelar e inter-galáctico ejercen dos tipos de acción sobre las partículas cargadas, la primera consiste en comunicarle energía, mientras que la segunda, debido a la componente magnética del campo, curva su trayectoria y provoca una emisión de fotones. Cuanto más intenso es el campo electromagnético más energía le comunica y más le hace perder. Por tanto, es precisamente en las proximidades de las fuentes de mayor rendimiento donde las partículas son más frenadas. Por otra parte los R.C. también sufren colisiones con el material interestelar, lo que provoca entre otras cosas la fragmentación de núcleos. Todos estos procesos se manifiestan en la gran isotropía de direcciones de incidencia que presentan los rayos cósmicos y en la composición química (abundancias relativas).

Frecuentemente la propagación de los R.C se considera en el marco de modelos de difusión [2],[17],[9]. Las ecuaciones de difusión sirven como base de las investigaciones acerca de la propagación de partículas relativistas en la galaxia. Sin embargo los detalles de los mecanismos específicos que regulan el movimiento de los rayos cósmicos son aún desconocidos. Para encontrar soluciones a estas ecuaciones es necesario asumir y/o estimar parámetros tales como: densidad y composición del gas interestelar, secciones eficaces de colisión y fragmentación, tamaño y forma de la región de propagación, intensidad de campo magnético, etc. En general estos modelos reproducen la casi totalidad de los datos disponibles acerca de los R.C, esto no excluye la posibilidad de que ciertas modificaciones puedan ser necesarias a la luz de nuevas mediciones y estimaciones de parámetros y de la consideración de nuevos mecanismos de transporte(convección).

Un modelo simple y ampliamente usado es el llamado “modelo de la

caja agujereada" (leaky box model) [2], sirve como comparación para los modelos difusivos. Este modelo puede ser obtenido como un caso límite de un modelo difusivo, considerando una pequeña pérdida de partículas del sistema y una gran reflexión de partículas en el contorno de la galaxia. Además, el movimiento de las partículas dentro de esta región puede considerarse no difusivo (ejemplo: movimiento libre). Los modelos de difusión dan cuenta del transporte de los R.C con energías primarias no mayores de $10^{14} - 10^{17}$ eV [2].

En relación a partículas con energías mayores a 10^{17} eV, es generalmente aceptado que tienen un origen extragaláctico. La razón de esta creencia se sustenta en el hecho de que es difícil confinar partículas de tales energías con el campo magnético galáctico. Por ejemplo para un protón de 10^{17} eV y un valor típico del campo magnético galáctico de $\simeq 3\mu G$ el radio de curvatura es $\simeq 30 pc$, mientras que las estimaciones acerca del tamaño de las inhomogeneidades del campo magnético galáctico arrojan valores que oscilan entre 3-100 pc [2]. Por consiguiente, protones con energías mayores a 10^{17} eV no serán confinados en el disco galáctico.

Más tarde cuando la partícula se encuentra en el espacio vacío inicia un interminable viaje por el espacio intergaláctico, a lo largo del cual tendrá que enfrentarse al campo magnético extragaláctico y a la radiación fósil de fondo (3K). Esta última hace que el espectro de energía de los protones caiga bruscamente para energías mayores a 3×10^{19} eV (black-body cutoff) este efecto fue señalado por Greisen-Zatsepin-Kuzmin (1966). A estos valores altos de energía la interacción de las partículas con la radiación relicta de fondo (3K) se hace importante a través de los procesos :

$$p + \gamma_{bb} \longrightarrow \pi + N \quad (1.2)$$

$$p + \gamma_{bb} \longrightarrow e^+ + e^- + p \quad (1.3)$$

$$A + \gamma_{bb} \longrightarrow e^+ + e^- + A \quad (1.4)$$

donde A es el número de masa atómica y N puede ser protón o neutrón. Esto produce por ejemplo que en el caso de protones de energías de 10^{20} y 3×10^{20} eV los valores del camino libre medio sean de $\simeq 100$ Mpc y 10 Mpc respectivamente. Por consiguiente nunca deberían observarse protones susceptibles de interactuar con los fotones de 3K y que hayan recorrido distancias del orden de 30 Mpc, es decir, distancias modestas a escala del universo. Sin embargo los datos experimentales no muestran tal corte, dado que se han detectado partículas con energías de $\simeq 3 \times 10^{20}$ eV. Esto obliga a pensar que las fuentes de las partículas con energías $E_o > 10^{20}$ se encuentran en las cercanías de la galaxia posiblemente restringidos al super cúmulo de

galaxias [4],[6]. Ningun mecanismo convencional permite superar todos estos obstáculos, por esta razón con el fin de explicar el origen de estas partículas se invocan procesos no convencionales y exóticos: defectos topológicos del universo [5],[6].

Otra importante consecuencia de la fotoproducción de la radiación de fondo(3K) es la creación de piones, éstos al decaer producen neutrinos [18]. La observación de el corte GZ en el espectro de las partículas cargadas puede por tanto, correlacionarse con un flujo de neutrinos cuya magnitud y energía esta relacionada con la forma del espectro el la zona del corte.

finalmente puede ser interesante indicar que a partir del conocimiento del cociente Be/B se puede estimar la edad de los rayos cósmicos, esto debido a que uno de los isótopos del berilio, el Be^{10} , es radiactivo. Este isótopo que se produce a partir la fragmentación de elementos más pesados, decae en B^{10} después de 4 millones de años, de ahí que las cantidades relativas de estos dos isótopos dependan del tiempo total de su viaje hasta la tierra, que llega a estar en el rango de 1 a 100 millones de años.

1.1.5 Los “otros” rayos cósmicos:

Los rayos cósmicos son acelerados en escenarios astrofísicos donde se liberan grandes cantidades de energía de la cual toman una parte, el resto es emitida en forma de ondas electromagnéticas, la porción mas energética de estas ondas(rayos X, rayos γ) está estrechamente ligada a la producción y propagación de los R.C, por tanto la investigación de estas radiaciones se encuentra inmersa en el estudio de la radiación cósmica, entendida ésta como toda radiación de alta energía del espacio exterior que llega a la tierra.

Los R.C pueden generar rayos X y rayos γ por medio de varios procesos siendo los más importantes:

- bremsstrahlung de electrones y positrones
- dispersión compton inversa
- radiación sincrotrón de electrones relativistas
- decaimiento de π^0 ($\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$)

Éstos piones son producidos en colisiones protón-núcleo cuando los rayos cósmicos chocan con los núcleos del medio interestelar (1Mev-1GeV).

- a muy alta energía por mecanismos de fotoproducción:
($p + \gamma \rightarrow \pi^0$).

a más bajas energías por el decaimiento de niveles atómicos excitados y por aniquilación de pares. Otro posible mecanismo para la producción de rayos γ y a través del aniquilamiento de partículas supersimétricas ($1 - 10^3$ GeV).

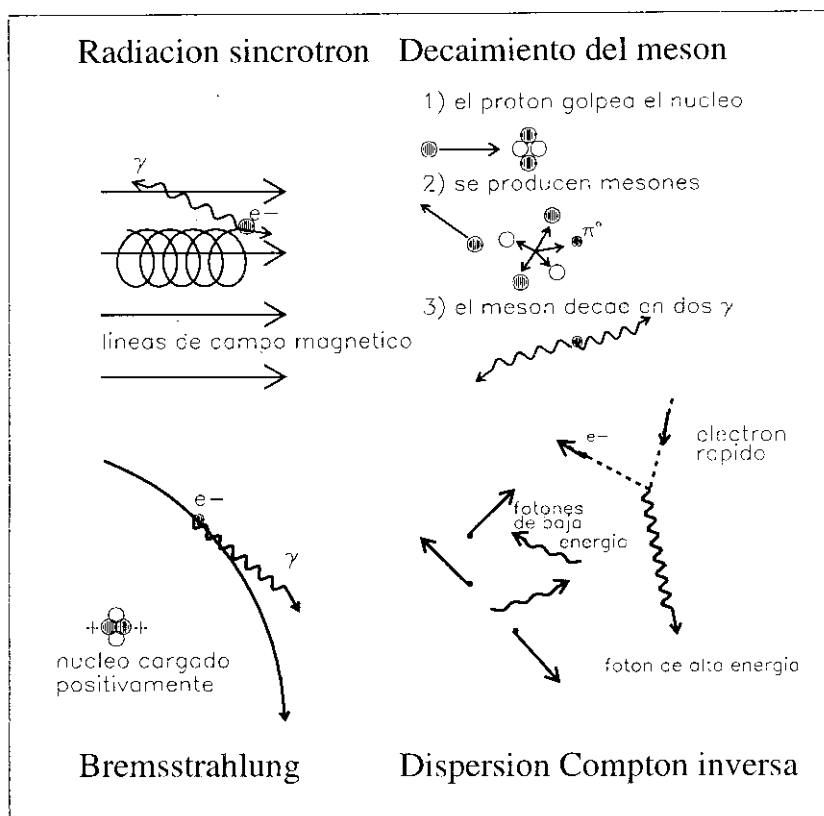


Figura 1.6: Arriba a la izquierda: La Radiación Sincrotrón se produce cuando las partículas cargadas giran en espiral alrededor de las líneas del campo magnético. Arriba a la derecha: Los mesones, partículas inestables que se producen por colisiones protón-núcleo, de alta energía decaen en rayos gamma. Abajo a la izquierda: La radiación por Bremsstrahlung ocurre cuando partículas cargadas son desviadas por núcleos atómicos. Abajo a la derecha: La dispersión Compton Inversa proporciona energía a fotones ya existentes.

De éstos, al menos los cuatro primeros (ver figura 1.6), producen un continuo de rayos γ , mientras que los restantes originan líneas características. La radiación X y la radiación γ son importantes canales de información con

relación a los mecanismos de aceleración propagación y localización de las fuentes de rayos cósmicos. Investigando las características de estas radiaciones es posible determinar el espectro de las partículas aceleradas y los parámetros espaciales y temporales para, a partir de estos, descubrir los mecanismos de aceleración de las partículas. Por ejemplo, una característica importante de la radiación γ difusa de origen galáctica es que para energías $E_o > 300\text{MeV}$, ésta es generada principalmente por la componente protón-núcleo de la radiación cósmica. Esto hace posible investigar la distribución espacial de la densidad de rayos cósmicos de una forma análoga a la manera en que la emisión difusa de ondas de radio en la galaxia es utilizada para analizar los electrones de los rayos cósmicos. También esta radiación puede ser usada para investigar el origen de los R.C : una evidencia directa en favor del origen galáctico podría ser un decrecimiento de su densidad hacia la periferia de la galaxia(no existen datos concluyentes al respecto). De igual modo la radiación difusa de rayos γ con energías de $3 \times 10^{14} - 3 \times 10^{16}$ podrían en sí mismos servir como prueba de su origen galáctico, dado que el camino libre medio de los fotones con estas energías en relación a la creación de pares en el fondo de fotones de microndas no excede a ~ 300 Kpc.

La radiación proveniente de fuentes puntuales también es de capital importancia, puesto que permite investigar fuentes discretas de rayos γ y debido a que hace posible investigar directamente los objetos en los cuales los R.C son acelerados. Es interesante señalar también, que debido a que para la radiación γ la galaxia es transparente en un amplio rango de energías, y a que ésta no es desviada por los campos electromagnéticos galácticos o intergalácticos, su detección proporciona importantes pistas acerca de la ubicación de las fuentes. Hay que señalar también que los neutrones y los neutrinos ofrecen posibilidades similares.

En relación a los rayos cósmicos portadores de energías extremadamente altas, la radiación γ también proporciona la posibilidad de poner a prueba mediante experimentos las predicciones que hacen las teorías de gran unificación (defectos topológicos). Estas teorías predicen un inusual contenido de rayos γ en relación al contenido de protones[6] :

$$\begin{aligned} E_\gamma &\geq 10^{20}\text{eV}, & \gamma/p &\geq 1 \\ E_\gamma &\leq 10^{14}\text{eV}, & \gamma/p &\geq 10^{-3} \end{aligned}$$

1.2 Rayos cósmicos en la atmósfera

Cuando la radiación cósmica primaria penetra en la atmósfera de la tierra, todo lo que sucede resulta de la interacción de estas partículas primarias con la materia que compone la atmósfera. El tipo de reacciones iniciales y posteriores que se producen, dependen del tipo de primario y de la energía que transportan.

Si el primario que llega a la atmósfera es un rayo γ , éste desaparece al interactuar con el campo eléctrico de algún átomo atmosférico dando lugar a la creación de un par electrón positrón. Este par de partículas a su vez, al verse afectado en su trayectoria por el campo de algún núcleo atmosférico radia un fotón, perdiendo de esta manera una fracción importante de su energía. Estos fotones, así creados, pronto se materializan en un nuevo par electrón positrón y el proceso continúa. En cada nueva interacción se crea un par de partículas. Dos electrones surgen de un solo fotón ; un electrón y un fotón de un solo electrón. Durante este proceso, la energía de una partícula individual se reduce, en media, a la mitad, esto trae como consecuencia que el número de partículas se incrementa al principio, mientras que su energía se reduce a medida que la cascada evoluciona (ver figura 1.7a). A la larga, como la energía original se ha compartido entre un número cada vez mayor de partículas, la mayoría de los electrones no tienen energía suficiente para radiar nuevos fotones y son, entonces, rápidamente frenados por pérdidas de energía a través de procesos de ionización. Igualmente, para el caso de los fotones habrá un momento en el que su energía no será suficiente para producir nuevos pares de partículas electrón positrón, en consecuencia, llegado este momento, son rápidamente frenados por colisiones Compton. De esta manera la cascada electromagnética de partículas producidas “envejece” y termina por extinguirse. A este tipo de cascadas se le suele asignar el nombre de *cascadas atmosféricas extensas EAS*.

Si el primario que incide en la atmósfera es un protón o cualquier otro núcleo atómico, los procesos que se inician son de naturaleza distinta a los descritos anteriormente. Tras la primera interacción con algún núcleo atmosférico, y dependiendo de la energía de la partícula primaria, el tamaño de núcleo, etc.,... pueden darse una variedad de procesos. Estos procesos generan fundamentalmente nucleones (protón, neutrón) pero también piones (π^+ , π^- , π^0), muones (μ), kaones, etc. Los nucleones producidos tras las interacciones hadrónicas tienen suficiente energía como para actuar como si fueran partículas primarias produciendo a su vez nuevas interacciones con la materia atmosférica, dando lugar a una “cascada hadrónica”. Esta componente decrece con la profundidad y constituye sólo un pequeño porcentaje del

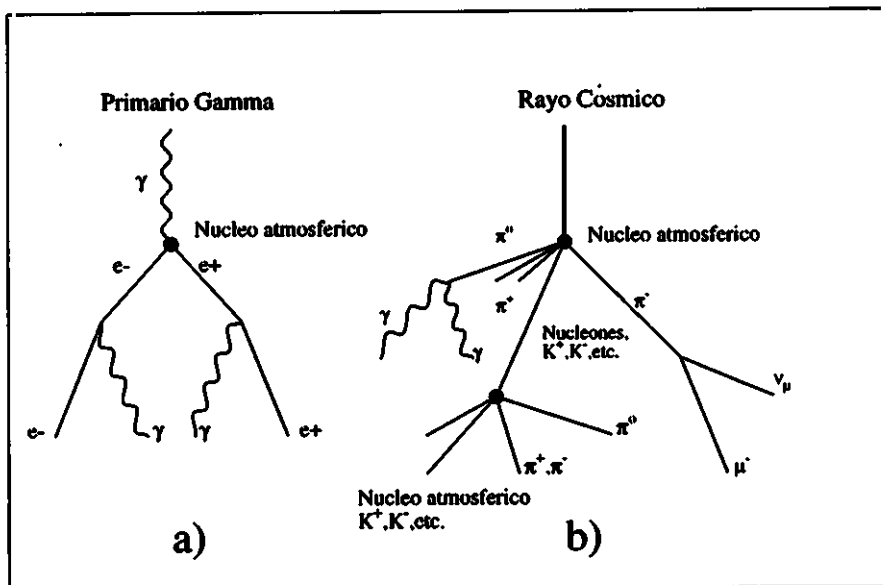


Figura 1.7: Etapas iniciales del desarrollo de a) una cascada electromagnética y b) una cascada hadrónica típica.

flujo de partículas en las capas bajas de la atmósfera. Los piones (π^+ , π^-) decaen en muones (μ) y los piones neutros (π^0) en rayos γ . Éstos últimos mediante la sucesión de los procesos electromagnéticos, descritos anteriormente, dan lugar a subcascadas electromagnéticas. Aparte de la componente blanda o de electrones se observa una componente muónica producida por el decaimiento de los piones cargados, aunque éstos muones son partículas inestables, los más energéticos pueden llegar hasta la superficie terrestre debido a la dilatación temporal relativista.

Los muones, producto de la desintegración de los piones cargados, son también inestables, pero gracias a efectos relativistas, algunos (los de mayor energía) pueden alcanzar la superficie terrestre. La componente "blanda o electromagnética" está formada fundamentalmente por electrones y positrones que resultan de la producción de pares y del decaimiento de los muones (μ^+ , μ^-). Los positrones resultantes de la desintegración de los muones positivos y de la producción de pares pierden energía en la atmósfera hasta desaparecer por aniquilamiento con electrones de los átomos del aire, mientras que los electrones con energías suficientes producen a su vez cascadas

secundarias ver figura 1.7b

A partir de los procesos antes señalados se deduce que las partículas (masa > 0) más abundantes en una cascada producida por un rayo cósmico son los electrones. El estudio de las propiedades de estas partículas secundarias, proporciona la posibilidad de inferir características de la partícula primaria. Las propiedades colectivas de los electrones producidos en una cascada se pueden englobar en dos, a saber: el **desarrollo lateral** y el **desarrollo longitudinal**. La primera de ellas se refiere a la distribución (densidad) de electrones en un nivel dado de la atmósfera en función de la distancia al eje de la cascada, mientras que la segunda, nos indica la evolución del número de electrones a lo largo del eje de la cascada.

1.2.1 Desarrollo longitudinal

El desarrollo longitudinal de cascadas atmosféricas iniciadas por rayos γ o electrones puede ser calculado explícitamente a partir de las ecuaciones de difusión, o, usando técnicas de Monte Carlo en computadores. En éstas cascadas pueden producirse también hadrones a través de procesos de foto-producción. Estos procesos son irrelevantes para la distribución lateral y el desarrollo longitudinal de electrones, dado que los procesos electromagnéticos son dominantes, sin embargo son muy importantes para el cálculo de la distribución de muones que se espera en la cascada. El desarrollo de la cascada se describe usando el parámetro s (parámetro de la edad). Éste es un parámetro que aparece en las soluciones de las ecuaciones de difusión que describen el desarrollo de las cascadas electromagnéticas. El valor de s varía desde cero, en el punto de primera interacción, hasta uno, en la zona de máximo desarrollo de la cascada ($d \ln N(t)/dt = \lambda(s)$, donde N es el tamaño de la cascada, t es la distancia a lo largo de la cascada en longitudes de radiación, y $\lambda(s) = 0$ cuando $s = 1$), y, alcanza un valor máximo de dos en la región en la cual el número de partículas es menor que 1. Existe una expresión aproximada para el desarrollo longitudinal producido por una cascada electromagnética (ver por ejemplo [19]), a saber:

$$N_e = \frac{0.31}{\sqrt{y}} \exp[t(1.0 - 1.5 \ln s)] \quad (1.5)$$

donde N_e es el número de electrones en la cascada; y

$$y = \frac{E_o}{E_c} \quad (1.6)$$

donde E_o es la energía incidente, E_c es la energía crítica y

$$s = \frac{3}{[1 + 2y/t]} \quad (1.7)$$

es el parámetro de la edad.

La componente electromagnética de las cascadas iniciadas por hadrones pueden ser consideradas como una superposición de cascadas electromagnéticas individuales generadas por el decaimiento de los piones neutros, por esta razón estas cascadas no tienen un parámetro de la edad bien definido. Dada la gran complejidad de procesos que se producen en una cascada hadrónica no se dispone de una solución analítica para las ecuaciones que gobiernan su desarrollo. Además, a muy altas energías el problema se incrementa debido al hecho de que no se dispone de datos experimentales, por tanto los resultados siempre son dependientes del modelo hadrónico elegido.

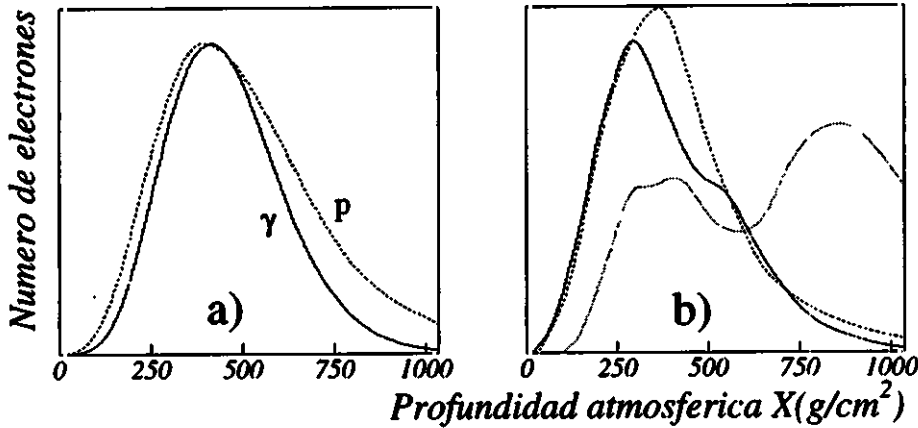


Figura 1.8: Desarrollos longitudinales de a) cascadas promedio iniciada por un primario γ y por un protón y b) cascadas individuales típicas iniciadas por un protón.

Existe una aproximación analítica para el desarrollo longitudinal de cascadas iniciadas por un protón, éstas basadas en cálculos de Monte Carlo (Gaisser y Hillas)[20]. La expresión

$$N(x) = N_e^{max} \left(\frac{X - X_o}{X_{max} - X_o} \right)^{\frac{X_{max} - X_o}{\lambda}} \exp \left[-\frac{X_{max} - X}{\lambda} \right] \quad (1.8)$$

donde X_o es el punto de primera interacción, X_{max} la profundidad de máximo desarrollo, N_e^{max} el número de electrones en el máximo y $\lambda = 70 \text{ g/cm}^2$. Describe muy bien los datos de cascadas reales obtenidos en el experimento "Fly eye". En la figura 1.10a se muestra los desarrollos longitudinales promedio para primarios γ (línea continua) y protón (línea a puntos).

Como ya mencionamos anteriormente, las cascadas hadrónicas están formadas por subcascadas producidas por hadrones secundarios, esto trae como consecuencia que el desarrollo longitudinal de electrones no sea una curva suave, como sucede en las cascadas puramente electromagnéticas. No son infrecuentes los casos en que se aprecian hasta dos máximos en estas distribuciones, la figura 1.8b muestra uno de estos casos.

1.2.2 Desarrollo lateral de electrones

La teoría de cascadas electromagnéticas proporciona una expresión para la distribución lateral de electrones, que describe el desarrollo correspondiente a una cascada promedio, esta viene dada por:

$$\rho_e(r) = \frac{N}{(r_1)^2} f(s, \frac{r}{r_1}) \quad (1.9)$$

donde N es el número total de electrones en la cascada, r_1 el radio de Moliere, y s la "edad" de la cascada electromagnética. La función f fue deducida de la teoría de cascadas electromagnéticas por Nishimura y Kamata[21] y puede ser representada por:

$$f(s, \frac{r}{r_1}) = (\frac{r}{r_1})^{s-2} (1 + \frac{r}{r_1})^{s-4.5} \frac{\Gamma(4.5 - s)}{2\pi\Gamma(s)\Gamma(4.5 - s)} \quad (1.10)$$

La función completa es conocida como la función de distribución lateral NKG (Nishimura, Kamata, Greisen). No se debe olvidar que esta función representa el desarrollo lateral de electrones para una cascada promedio y que las desviaciones respecto a ésta pueden ser grandes. En este punto es interesante resaltar que, de acuerdo con la sugerencia hecha por Hillas, el ajuste a la fórmula NKG mejora notablemente aún a intervalos radiales mayores, si en ésta fórmula se sustituye el radio de Moliere por la mitad de su valor. La figura 1.9 se muestra un caso correspondiente a una cascada iniciada por un primario γ para la cual el ajuste a la fórmula NKG sin modificaciones, es bueno.

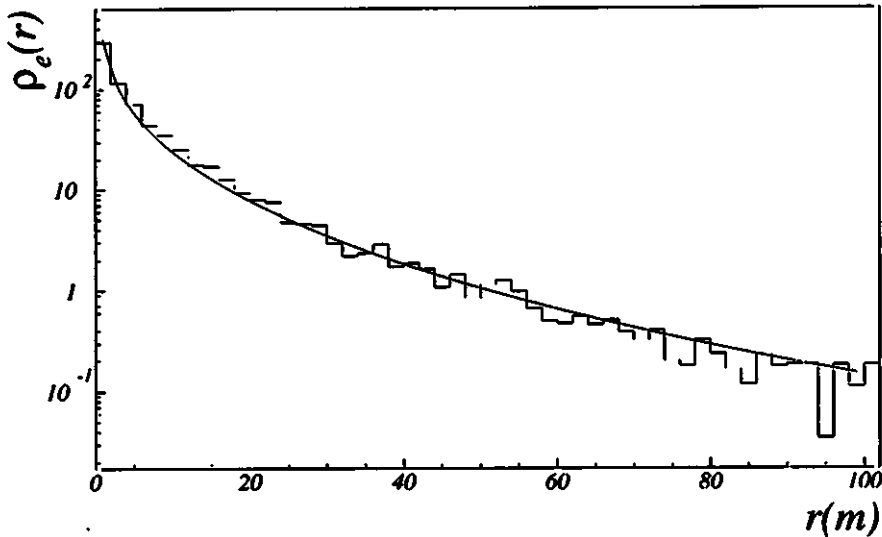


Figura 1.9: Desarrollo lateral de electrones. La línea representa el ajuste a la función NKG

Ya se ha mencionado que las cascadas iniciadas por hadrones pueden ser consideradas como una superposición de cascadas electromagnéticas individuales producidas por el decaimiento de los piones neutros. Por tal motivo, es de esperar que la distribución lateral de electrones se vea influenciada por la distribución lateral de estos piones, distribución que a su vez, está determinada por el momento transversal de los procesos hadrónicos. En consecuencia es esperable que la distribución lateral de electrones en una cascada hadrónica será en general “más plana” que la correspondiente a una cascada puramente electromagnética.

1.2.3 Radiación Cherenkov

Este tipo de radiación se origina cuando una partícula cargada se mueve en un medio con una velocidad mayor que la velocidad de la luz correspondiente a ese medio. El origen de esta radiación puede explicarse sin necesidad de la mecánica cuántica. Una partícula cargada polariza los átomos del material, al repeler cargas iguales y atraer cargas contrarias, haciendo de éstos, pequeños dipolos (sólo posible en dieléctricos). Si la partícula cargada se mueve rápidamente en la materia, los átomos tras ella son polarizados, mientras que delante de ella la polarización todavía no ha tenido lugar, pues la interacción eléctrica se propaga a través de la materia con la velocidad de

la luz. Se origina así un momento dipolar resultante en la posición de la partícula (ver figura 1.10). Esta formación y desaparición rápida del momento dipolar es la causa de la emisión de la radiación electromagnética. En general las ondas electromagnéticas de distintos puntos de la traza de la partícula se anulan mutuamente por interferencia. Sin embargo, si en el medio, la velocidad de la partícula sobrepasa a la velocidad de la luz, las ondas se refuerzan en un frente de ondas que se emite con un ángulo característico θ con relación a la dirección de la partícula. Esta interferencia tiene similitud con la ampliación de las ondas de sonido en el cono de MACH en el vuelo de un proyectil con una velocidad ultrasónica. La energía mínima que

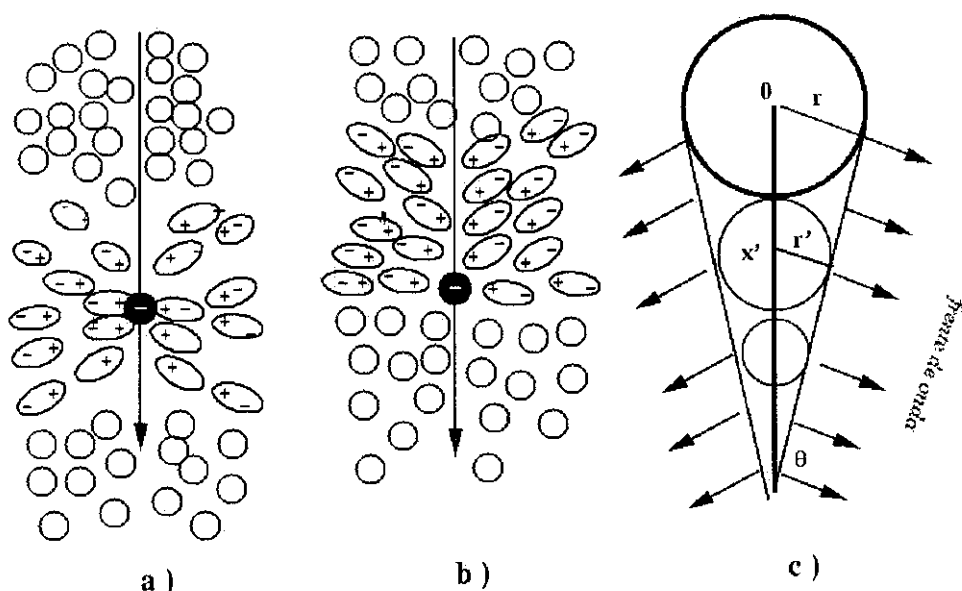


Figura 1.10: Polarización de las moléculas atmosféricas producida por el paso de una partícula cargada de con velocidad a) inferior a la velocidad de la luz y b) superior a la de la luz. c) frentes de onda de la radiación Cherenkov (formación del cono Cherenkov).

debe poseer un electrón para inducir la producción de luz Cherenkov viene dada por:

$$E_{min} = \frac{0.511}{\sqrt{(2\delta)}} \quad (\text{MeV}) \quad (1.11)$$

donde

$$\delta = n - 1 \quad (1.12)$$

siendo n el índice de refracción del medio. El ángulo de emisión de luz Cherenkov con respecto a la dirección de la partícula viene dado por:

$$\theta = \cos^{-1}\left(\frac{1}{\beta n}\right) \quad (1.13)$$

donde $\beta = v/c$ siendo v la velocidad de la partícula y c la velocidad de la luz en el vacío. El número de fotones Cherenkov generado en cada metro de la trayectoria de una partícula de energía E viene dado por:

$$\frac{dN_f}{dl} = 4\pi\alpha\left(1 - \left(\frac{E_{min}}{E}\right)^2\right) \int \frac{\delta}{\lambda^2} d\lambda \quad \text{fotones/metro} \quad (1.14)$$

De la dependencia de con $1/\lambda$ se deduce que gran parte de la radiación Cherenkov emitida pertenece a rango ultravioleta. En relación al estado de polarización se sabe que el vector eléctrico de la radiación Cherenkov es perpendicular a la superficie del cono, y el magnético tangencial.

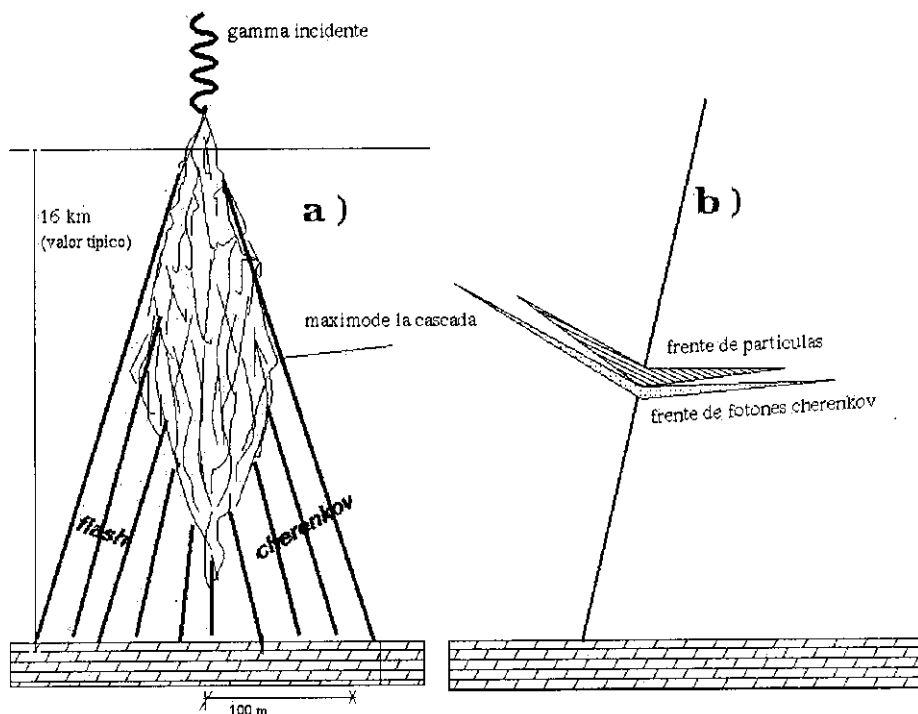


Figura 1.11: a) Cascada atmosférica típica y flash Cherenkov. b) frente de partículas y frente de fotones Cherenkov.

Como ya se ha señalado anteriormente, en las cascadas de partículas producidas por la incidencia de un primario cósmico en la atmósfera, se producen

una inmensa cantidad de partículas cargadas (principalmente electrones) que se desplazan formando un frente, a velocidades mayores que la velocidad de la luz en la atmósfera, esto hace que paralelamente al desarrollo de la cascada se produzca un frente de radiación Cherenkov. Ambos frentes permiten reconstruir la dirección de la partícula primaria, en particular el frente Cherenkov proporciona una resolución del orden de décimas de grado [22].

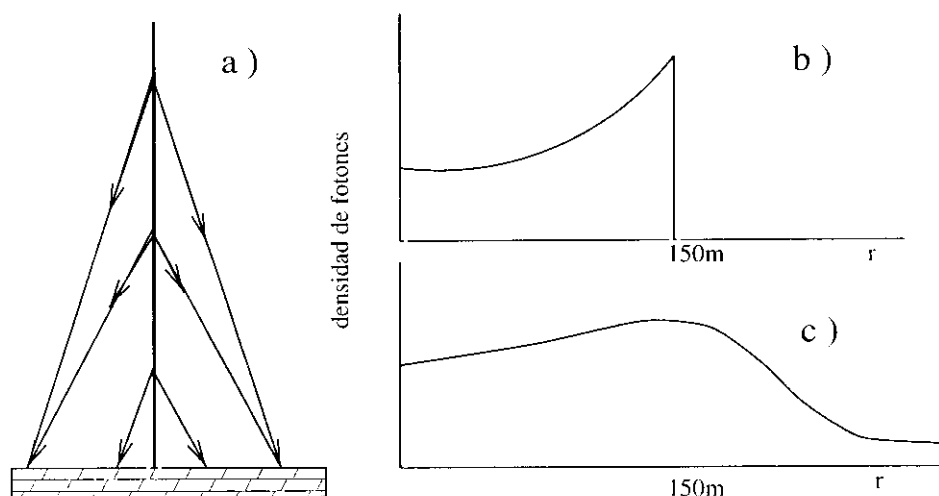


Figura 1.12: a) direcciones de incidencia de los fotones Cherenkov emitidos a distintas alturas, y desarrollo lateral de luz Cherenkov inducida por electrones que a) no sufrieron dispersión coulombiana y b) teniendo en cuenta la dispersión coulombiana.

Debido a que el índice de refracción de la atmósfera no es un parámetro constante y que por el contrario éste depende de su estructura (densidad en función de la altura), y debido a que los parámetros de emisión de la radiación Cherenkov dependen del índice de refracción (ecuaciones 1.11-13) existe una región preferente de llegada (ver figura 1.12a,b): a grandes alturas el ángulo de emisión Cherenkov es pequeño pero en cambio la longitud del camino recorrido hasta el nivel de observación es grande, ocurre lo contrario para puntos de emisión intermedios (mayor ángulo de emisión y corto recorrido). La fig 1.12b muestra la distribución lateral de luz producida por una partícula en incidencia vertical, en esta se puede apreciar un máximo (posición preferente) denominado *hump*.

La distribución de luz Cherenkov en una cascada real es por supuesto diferente a la mostrada en la figura 1.12b, dado que entre otras cosas esta formada por muchas partículas, la mayor parte de las cuales no se mueven en

línea recta debido a la dispersión Coulombiana. Esto hace que en una cascada real la distribución típica sea semejante a la que se muestra en la figura 1.12c. Es importante hacer notar que la distribución a la que se está haciendo referencia presenta grandes fluctuaciones debido a que la distribución longitudinal de partículas de la cascada es también un factor determinante.

En la actualidad las técnicas que utilizan esta radiación para la detección y caracterización de los rayos cósmicos, se han convertido en poderosas herramientas de investigación (ver capítulos 3 y 4) [7],[23].

1.3 Detección de rayos cósmicos

Como ocurre en toda rama científica del conocimiento, la experimentación es la fuente de interrogantes, respuestas e inspiración de modelos que explican un determinado fenómeno. La investigación de los rayos cósmicos no es ajena a esta realidad. El campo de la investigación experimental en rayos cósmicos es muy activo como lo demuestra la gran cantidad de trabajos publicados y la existencia de numerosos grupos de investigación [7].

Los métodos que actualmente se utilizan para caracterizar un rayo cósmico primario, esto es, para determinar su naturaleza, energía, dirección de incidencia etc., son numerosos y muy variados, éstos pueden ser clasificados en dos grandes grupos, a saber: métodos indirectos y métodos directos. En los primeros, las partículas primarias inciden directamente en el detector, razón por la cual los dispositivos de detección están situados en satélites, globos, aviones, etc. Los métodos indirectos, tal como su nombre lo indica, no detectan directamente la partícula cósmica, sino la cascada de partículas secundarias (electrones, muones, fotones,...etc) que éstas producen en la atmósfera. Para ello se utilizan dispositivos detectores situados en la superficie terrestre.

Tal como señalamos en el capítulo 1, es la rápida caída del flujo de partículas a medida que se incrementa la energía, la que da lugar a esta distinción en las técnicas de detección. A medida que se incrementa el área efectiva del detector se incrementa también la energía máxima detectable. De esto podemos deducir que existe un límite técnico para los métodos directos pues los satélites y globos tienen un área limitada. En la actualidad las energías máximas detectables por métodos directos están situados alrededor de 30 GeV para primarios γ y del orden de PeV para hadrones. Existen actualmente unos pocos satélites operando con detectores de rayos γ de alta energía, siendo el CGRO (*Compton Gamma Ray Observatory*) [24] el más representativo. El CGRO consta de cuatro instrumentos, OSSE, BATSE,

COMPTEL y EGRET, cada uno dedicado a una zona del espectro, siendo EGRET el que puede acceder a energías más altas (hasta aprox. 30GeV). BATSE es un detector de burst de rayos γ .

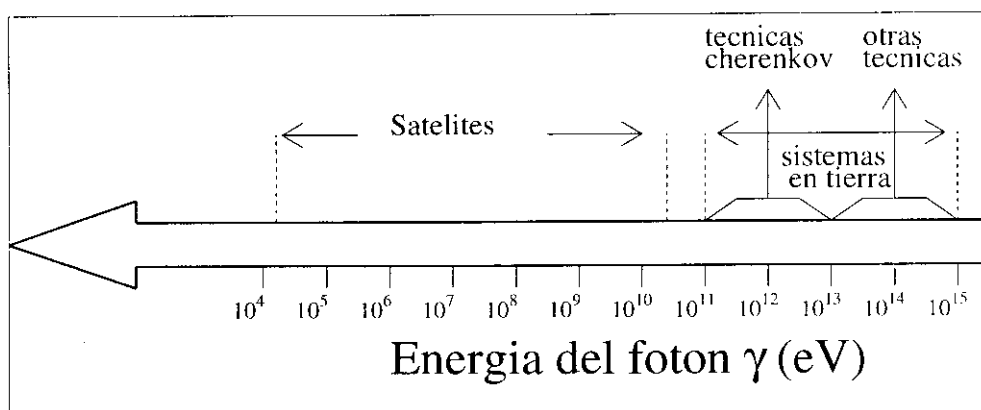


Figura 1.13: Técnicas utilizadas correspondientes a cada rango de energía para un primario γ .

En los métodos indirectos se detectan las partículas secundarias que un primario produce al incidir sobre la atmósfera, éstas pueden ser: electrones (matrices de centelladores), muones (contadores de muones), fotones Cherenkov (telescopios, matrices de contadores de luz Cherenkov), fotones de la fluorescencia producidos por la desexcitación de las moléculas de N_2 (experimento 'Ojo de Mosca'), ondas de radio [25] etc. Las características específicas del detector y su potencialidad dependen de la componente de la cascada que se utiliza para caracterizar el primario cósmico. Existen muchos experimentos que utilizan más de una componente de la cascada para incrementar la eficiencia de detección [22]. Éstos métodos indirectos, presentan un límite inferior en la energía detectable, éste proviene del hecho de que primarios con energías muy bajas no son capaces de crear partículas que lleguen a tierra en número suficiente. Esta cota inferior en la energía depende de la técnica específica empleada siendo los telescopios Cherenkov los que alcanzan energías más bajas.

1.3.1 Matrices de centelladores

Son detectores formados por un conjunto de contadores de partículas cargadas, dispuestos según un cierto patron (que es característico de cada expe-

rimento). Estos dispositivos muestrean la componente electromagnética (e^\pm y rayos γ secundarios) de la cascada en el suelo. Midiendo la intensidad y el tiempo de llegada de las señales es posible reconstruir el frente de la misma y estimar así la dirección y energía de la partícula primaria que la inició.

Un contador típico usa un plástico centellador de gran tamaño (superficie $\geq 1 \text{ m}^2$) para detectar eficazmente la llegada del frente. El espesor del plástico puede variar entre uno y varios centímetros, y la luz emitida por el mismo es detectada por un fotomultiplicador. En ocasiones [22], se coloca una plancha de plomo sobre el centellador con el fin de detectar la componente de rayos γ secundarios, mucho más numerosos y con mejor definición temporal que los electrones. Éstos detectores tienen una energía umbral de detección comprendida entre los 5 TeV y 1 PeV, la cual depende de la altura del nivel de observación y de la granularidad de la matriz.

La utilización de este tipo de detectores comenzó en los años 40 con el trabajo pionero de un grupo de investigadores del Instituto de Tecnología de Massachusetts. Desde entonces se han venido desarrollando detectores de diversos tamaños y con diferentes espaciado de red. Con estos dispositivos se han podido detectar partículas con energías primarias de hasta cerca de 10^{20} eV. La tabla 1.1 nos muestra algunos detectores con una pequeña descripción de sus características más importantes.

Experimento localización	altitud (g/cm ²)	superficie (m ²) cubierta sensible	Intervalo de energía espectro (eV)
Tibet AS _γ Yangbaying	606	2 · 10 ⁴ 49 x 0.5	10 ¹³ – 10 ¹⁶
BASJE Chacaltaya	520	0.8 · 10 ⁴ 13 x 4,20 x 1	3 · 10 ¹³ – 10 ¹⁶
CASA-MIA Dugway	870	2 · 10 ⁵ 1089 x 1	3 · 10 ¹⁴ – 10 ¹⁶
EAS-TOP Gran Sasso	810	10 ⁵ 35 x 10	5 · 10 ¹⁴ – 10 ¹⁶
HEGRA La Palma	800	4 · 10 ⁴ 243 x 1	10 ¹³ – 10 ¹⁵
MSU Moscu	1000	0.5 · 10 ⁵ 110 x 3	3 · 10 ¹⁵ – 3 · 10 ¹⁷
SPACE-1 Polo Sur	695	6 · 10 ³ 24 x 1	10 ¹⁴ – 3 · 10 ¹⁵
Tien-Shan Tien-Shan	690	2 · 10 ⁴ 37 x 0.75-2,1 x 14	10 ¹³ – 2 · 10 ¹⁸
AGASA Akeno	920	10 ⁶ , 20 · 10 ⁶ A1:156 x 1, A20:12 x 2.2 100 · 10 ⁶ A100:111 x 2.2	10 ¹⁷ – 10 ²⁰
Yakutsk Yakutsk	1020	30 · 10 ⁶ 60 x 4	10 ¹⁸ – 10 ²⁰

Tabla 1.1. Características de algunos detectores de partículas cargadas producidas en cascadas atmosféricas extensas

1.3.2 telescopios de luz Cherenkov

Estos dispositivos estan formados, básicamente, por un gran espejo que enfoca la luz Cherenkov producida por la cascada en una matriz de fotomultiplicadores de alta sensibilidad y respuesta rápida que detecta la imagen correspondiente. Estos instrumentos se diferencian unos de otros, por el tamaño del espejo y por la disposición, número, sensibilidad, etc. de los fotomultiplicadores.

De todos los dispositivos instalados en tierra son estos los que tienen el más bajo umbral de detección, en particular el telescopio del observatorio de Whipple [26] ha logrado un valor de 250 GeV. Para estos telescopios se ha ideado un método de separación gamma/hadrón, denominado “técnica de imagen” (*imaging technique*)[17],[23], mediante el cual se ha logrado detectar varias fuentes (Crab, Mrk 421, etc.) con alta significancia. La tabla 1.2 muestra algunos observatorios que hacen uso de esta técnica.

Experimento localización	altitud (<i>km</i>)	diámetro del espejo (<i>m</i>)	umbral (TeV)
CANGAROO Woomera Australia	0.0	3.8	1.0
Durham Narrabri Australia	0.2	7.0	0.1
CAO,Ukraine Crimea	2.1	5	1.0
Lebedev,CIS Tien Shan	3.3	3.25	1.0
HEGRA La Palma,España	2.2	5 x 4	0.5
Whipple Arizona	2.3	10,11	0.35,0.55
CAT,Francia Pirineos	1.5	4.8	0.2
Japanese array Utah	1.3	3,3	1.0
TACTIC Monte Abu,India	1.3	3.5	1.0

Tabla 1.2.Algunos observatorios de luz Cherenkov atmosférica que hacen uso de la técnica de imagen.

También se están utilizando plantas solares debido a su gran área de recolección de luz Cherenkov [27],[28],[29]. recientemente el experimento CELESTE ha comunicado la detección de rayos γ de 50 GeV procedente de la nebulosa del Cangrejo.

1.3.3 Matrices de contadores de luz Cherenkov atmosférica

Es un tipo novedoso de detector cuyo prototipo es el array AIROBIC en HEGRA [22] (recientemente el experimento CASA MIA ha instalado un detector similar: BLANCA [30]). Consiste en una matriz de contadores de luz Cherenkov atmosférica con gran aceptación angular (AICA's ¹). Estos detectores pueden reconstruir la distribución lateral (o radial) de luz Cherenkov con gran precisión y, a partir de ésta, obtener información sobre el desarrollo longitudinal de la cascada así como de la naturaleza y energía de la partícula incidente.

El umbral de detección de estos instrumentos se encuentra entre los correspondientes a los telescopios Cherenkov y los *arrays* de centelladores, y en comparación con los primeros, que sólo pueden observar una fuente a la vez, los AICA's, al igual que las matrices de centelladores, tienen la ventaja de poder observar una gran región de la esfera celeste simultáneamente y por tanto no necesitan de un mecanismo de seguimiento. El problema que lleva asociada esta técnica es la integración del fondo de la luz del cielo nocturno sobre un gran ángulo sólido, lo que limita la sensibilidad de detección y determina por tanto la energía umbral.

Frente a las matrices de centelladores, los AICA's presentan una mejor resolución angular (entre 0.1° y 0.2°) debido a la mejor definición del frente de luz Cherenkov respecto al frente de partículas de la cascada electromagnética. En primer lugar, la densidad de fotones Cherenkov es superior en varios órdenes de magnitud (un factor de 10^4 para una cascada de 240 TeV) a la de partículas (electrones y rayos γ secundarios), y el tamaño del disco es más extenso para los primeros. Además, la dispersión temporal de los fotones Cherenkov es menor que la de las partículas.

Por otro lado, la medida de la luz Cherenkov proporciona una estimación más precisa de la energía primaria que la que se obtiene a partir del número de electrones [22]. Esto se debe al carácter calorimétrico de dicha medida, puesto que, en primer orden, la intensidad de luz Cherenkov es proporcional

¹ Angle Integrating Cherenkov Arrays.

a la pérdida total de energía de las partículas cargadas, la cual es a su vez proporcional a la energía electromagnética total que desarrolla la cascada durante su evolución en la atmósfera.

La única desventaja de las técnicas de luz Cherenkov es que sólo se pueden utilizar en noches sin luna y con el cielo completamente despejado, en contraste con las matrices de centelladores, que disponen de un tiempo de observación prácticamente ininterrumpido (24 horas al día).

1.3.4 Detectores de fluorescencia atmosférica

En la actualidad existe un único detector de este tipo para el estudio de cascadas atmosféricas, es el llamado “ojo de mosca” (o *Fly’s Eye*) [31],[32] en el estado de Utah (EEUU), que utiliza la técnica de detección de la luz de fluorescencia producto de la desexcitación de las moléculas de N_2 atmosférico. El *Fly’s Eye* consiste en una disposición de 880 fotomultiplicadores mirando al cielo, agrupados en 67 conjuntos de 13 fotomultiplicadores. Cada conjunto se encuentra en el plano focal de un espejo parabólico de 1.5m de diámetro y recibe la imagen de una región diferente de la esfera celeste, cubriéndose de esta forma la casi totalidad del cielo.

Debido a que la emisión de luz de fluorescencia es isótropa en todas las direcciones, sólo una pequeña fracción de la misma alcanza el detector, por lo que esta técnica sólo es aplicable en un rango de energías suficientemente alto (≥ 0.1 EeV). La ventaja de este tipo de dispositivos radica en que es posible detectar cascadas cuyo eje puede encontrarse a varios kilómetros de distancia, con lo que se cubre un gran volumen de la atmósfera. Por otro lado, la dirección de llegada se estima a partir del tiempo de llegada de la luz a los diferentes fotomultiplicadores.

Bibliografía

- [1] XINYU CHI, *Astropart. Phys.*, **1**, p.239 (1993)
- [2] B.S.BEREZINSKI, S.L BUULANOV, V.A DOGIEL, V.L GIONZBURG (HRSG.) AND V.S PTUSKIN, *Astrophysics of Cosmic Rays (North Holland, Amsterdam, 1990)*.
- [3] J. LISLEY *Phys. Rev. Lett.*, **10**(4), p146 (1963)
- [4] S.YOSHIDA, *et.al submit to Astroparticle Physics (1997)*
- [5] XINYU CHI, *Astropart. Phys.*, **1**, p.129 (1992)
- [6] F.AHARONIAN, *et.al Phys. Rev. D* , **10**, p.4188 (1992)
- [7] K.SIVAPRASAD *Il Nuovo Cimento* **19c**, p.643 (1996)
- [8] Y. FOMIN, *et.al J. Phys. G*, **22**, p.1839 (1996)
- [9] N.N.KALMYKOV, *et.al J. Phys. G*, **21**, p.1279 (1995)
- [10] TO. SAITO, *et al. Astropart. Phys.*, **1**, p.257 (1993)
- [11] M.AMENOMORI, *et al. (Mt Fuji Emulsión Chamber Colaboration)*, *in: Proc. 19th. Cosmic Ray conf., La Jolla*, **2**, p.206 (1985)
- [12] S.KARAKULA, *et al. Astropart. Phys.*, **1**, p.229 (1993)
- [13] A. WANDEL, *Proc. 25th ICRC*, **4**, p.413 (1997)
- [14] M.A. MALKOV, *et.al Proc. 25th ICRC*, **4**, p.389 (1997)
- [15] D.C.ELLISON, *et.al Astrophys. J.*, **?**, p.382 (1991)
- [16] M.GILLER, *et.al Proc. 25th ICRC*, **4**, p.469 (1997)
- [17] PTUSKIN, *et.al Astrom. Astrophys.* **268**, p.726 (1995)

- [18] F.HALZEN, *et.al Phys. Rev. D* ,n**41**,p.41342 (1990)
- [19] A.M.HILLAS,*et.al J. Phys. G*,**8**,p.1461 (1992)
- [20] T.K.GAISSER AND A.M.HILLAS,*Proc. 15th ICRC,Plovdiv,Bulgaria*,**8**,p.353 (1977)
- [21] K.KAMATA *et.al* ,*Prog. Theoretical Phys. Suppl.* **6**,p 93-100 (1958)
- [22] S.MARTINEZ, *tesis doctoral* ,*Universidad Complutense de Madrid* (1996)
- [23] D.J.FEGAN *J. Phys. G*,**23**,p.1013 (1997)
- [24] C.E.FICHTEL: *NASA Technical Memo*,**83957** (1982)
- [25] R.BAISHYAK, *et.al Il Nuovo Cimento* **108 A**,p.1357 (1995)
- [26] R.C LAMB,*et.al: Proc. Towards a Major Atmospheric Cherenkov Detector IV (Padova) (edit. M. Cresti) p. 386* (1995)
- [27] R.A ONG.*et al. Astropart. Phys.*,**5**,p.353 (1996)
- [28] J.QUEBERT,*et.al Proc. 25th Int. Cosmic Ray Conf. (Durban)* **5** 145 (1997)
- [29] F.ARQUEROS,*et.al Proc. 25th Int. Cosmic Ray Conf. (Durban)* **5** 153 (1997)
- [30] M. CASSIDY, *et.al Proc. 25th ICRC*,**5**,p.189 (1997)
- [31] A.M. HILLAS, *Proc. 19th ICRC*,**3**,p.445 (La Jolla),1985
- [32] T.ABU-ZAYYAD,*et.al Proc. 25th Int. Cosmic Ray Conf. (Durban)* **7** 213 (1997)

Capítulo 2

Método de simulación

Para la realización de este trabajo se ha empleado la versión 4.06 del código CORSIKA (COsmic Ray SIMulation for KAscade) [1] desarrollado originalmente para el experimento KASCADE [2]. Se han realizado algunas modificaciones y adiciones al código con el fin de llevar a cabo los objetivos de esta investigación. En lo que sigue se hace una breve descripción del código, así como de las modificaciones y adiciones hechas al mismo.

2.1 Código CORSIKA

Este programa consiste en un paquete de subrutinas para la simulación por Monte-Carlo de la evolución de una cascada de partículas en el aire iniciada por diversos tipos de primarios (rayos γ , núcleos atómicos, etc) con energía no superior a 10^{17}eV . Esta versión incluye la simulación de 16 partículas elementales (γ , e^\pm , π^0 , π^\pm , μ^\pm , $K_{S/L}^0$, K^\pm , p , n , \bar{p} y \bar{n}), así como de núcleos atómicos con número de masa atómica de hasta $A=56$. Todas estas partículas son transportadas a través de la atmósfera, pudiendo sufrir interacciones, aniquilaciones o desintegraciones. Algunas partículas de vida corta, como los mesones η y ρ y los hiperones Λ y Σ , no aparecen explícitamente en los productos de reacción, sino que se transforman inmediatamente en sus productos de desintegración. Los π^0 , también son transformados inmediatamente en rayos γ tras su creación, ya que tienen una vida media muy corta (no se considera el proceso $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$, que tiene una probabilidad de tan sólo 1.2%). Sin embargo, los piones cargados y los kaones tienen una vida media más larga y la desintegración compite con las desintegraciones nucleares. Los muones son transportados sin sufrir colisiones nucleares, aunque si se tiene en cuenta su posible desintegración ($\mu \rightarrow e + \nu_e + \nu_\mu$) y sus deflexiones debido al scattering múltiple de Coulomb. A los hadrones cargados no se

les aplica el scattering Coulombiano. Los neutrones se consideran partículas estables, al tener una larga vida media. Por otro lado, a todas las partículas cargadas se les aplica una pérdida continua de energía debido a la ionización del aire, y también se considera la posible desviación de su trayectoria por efecto del campo magnético terrestre.

La atmósfera adoptada por CORSIKA consiste en N_2 , O_2 y Ar en la proporción 78.1%, 21.0% y 0.9% respectivamente. La variación de la densidad del aire con la altura se ha parametrizado siguiendo el modelo de Linsley, basado en la atmósfera estándar americana. Para ello, ésta se ha dividido en cinco capas. En las cuatro primeras la densidad sigue una dependencia exponencial con la altura, mientras que en la más alta la dependencia es lineal. El límite superior de la atmósfera se ha establecido en una altitud de 112.8 km, por encima de la cual la densidad se considera nula.

En la versión 4.06 de CORSIKA las interacciones hadrónicas vienen descritas por dos modelos distintos dependiendo de la energía de la partícula. Para una energía en centro de masas $E_{CM} \geq 10 \text{ GeV}$ se utiliza una subrutina basada en un algoritmo de Capdevielle [3], inspirado a su vez en el *Modelo Dual de Partones (DPM)* [4], mientras que para energías más bajas se utiliza el modelo GHEISHA [5]. En el Modelo Dual de Partones, la interacción se produce entre los quarks y gluones de las partículas que interactúan. Los productos de la colisión resultan de la hadronización del estado final de quark. Las figuras 2.1 muestra como ejemplo una cascada atmosférica en incidencia vertical iniciada por un protón de 300 GeV, tal y como la simula CORSIKA. Se puede apreciar claramente, las subcascadas electromagnéticas típicas de cascadas producidas por hadrones y los procesos descritos en el capítulo anterior.

Para la simulación de las interacciones electromagnéticas se ha usado el código EGS4 [6] que es parte integrante de CORSIKA. El Código EGS (Electron-Gamma Shower) es un paquete de rutinas para la simulación, por el método de Monte-Carlo, del transporte acoplado de electrones, fotones y positrones en una geometría arbitraria y a través de cualquier material de densidad constante. En la versión 4 de EGS (EGS4), los fotones pueden ser simulados hasta una energía mínima de 1 KeV, mientras que para los electrones y positrones la energía mínima es de 10KeV. Los procesos físicos que se consideran en EGS4 son:

- ▷ Conversión de rayos γ en pares e^-/e^+ .
- ▷ Dispersión Compton de fotones.

- ▷ Efecto fotoeléctrico.
- ▷ Dispersión Rayleigh coherente (opcional).
- ▷ Radiación de *Bremsstrahlung* por e^\pm 's.
- ▷ Pérdida continua de energía de e^\pm 's, descrita por la fórmula de Bethe-Block.
- ▷ *Scattering* de Moliere múltiple de e^\pm 's, por colisiones elásticas con núcleos atómicos.
- ▷ *Scattering* Møller (e^+e^-) y Bhabha (e^+e^-).
- ▷ Aniquilación de positrones con electrones.

Como las secciones eficaces de interacción (creación de pares, efecto Compton o efecto fotoeléctrico) de los fotones con la materia son muy pequeñas, éstos son transportados entre interacciones consecutivas sin que ello suponga un gasto excesivo de computación. En cambio, en el transporte de electrones, debido a su alta sección eficaz para la colisión con electrones y núcleos atómicos, se hace imposible simular todas las interacciones. Por ello sólo se consideran interacciones discretas para los electrones en la emisión de fotones de *Bremsstrahlung* y el *scattering* Møller (o emisión de rayos δ), mientras que el resto de colisiones inelásticas con electrones atómicos con una cesión pequeña de energía y las dispersiones por núcleos resultan en una pérdida continua de energía y un cambio global de la dirección del electrón.

La figura 2.2 muestra un ejemplo de una cascada electromagnética iniciada por un rayo- γ que incide verticalmente en la atmósfera cuya energía es de 300 GeV, tal como la simula CORSIKA. La comparación de las figuras 2.1 y 2.2 muestra algunas de las características diferenciadoras de las cascadas iniciadas por rayos γ y por protones, como ejemplo podemos destacar que la propia estructura de la cascada presenta grandes diferencias. En las cascadas iniciadas por protones se producen subcascadas claramente diferenciadas las cuales pueden transmitir fracciones de energía apreciables, por el contrario, en las cascadas producidas por rayos γ la estructura de la misma es mucho más regular. Un estudio más detallado de las diferencias entre éstas cascadas se realiza en el capítulo 4.

Para la simulación de la generación de luz Cherenkov se ha aplicado el algoritmo descrito en [7]. El número de fotones en un intervalo de longitudes

de onda (λ_1, λ_2) emitidos por unidad de longitud dN_p/dx fue calculado mediante las conocidas relaciones:

$$\frac{dN_p}{dx} = 2\pi\alpha\sin^2\phi\left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2}\right) \quad (2.1)$$

$$\phi = \arccos\left(\frac{1}{\beta n}\right) \quad (2.2)$$

donde α es la constante de estructura fina, β es la velocidad de la partícula en unidades c y n el índice de refracción .

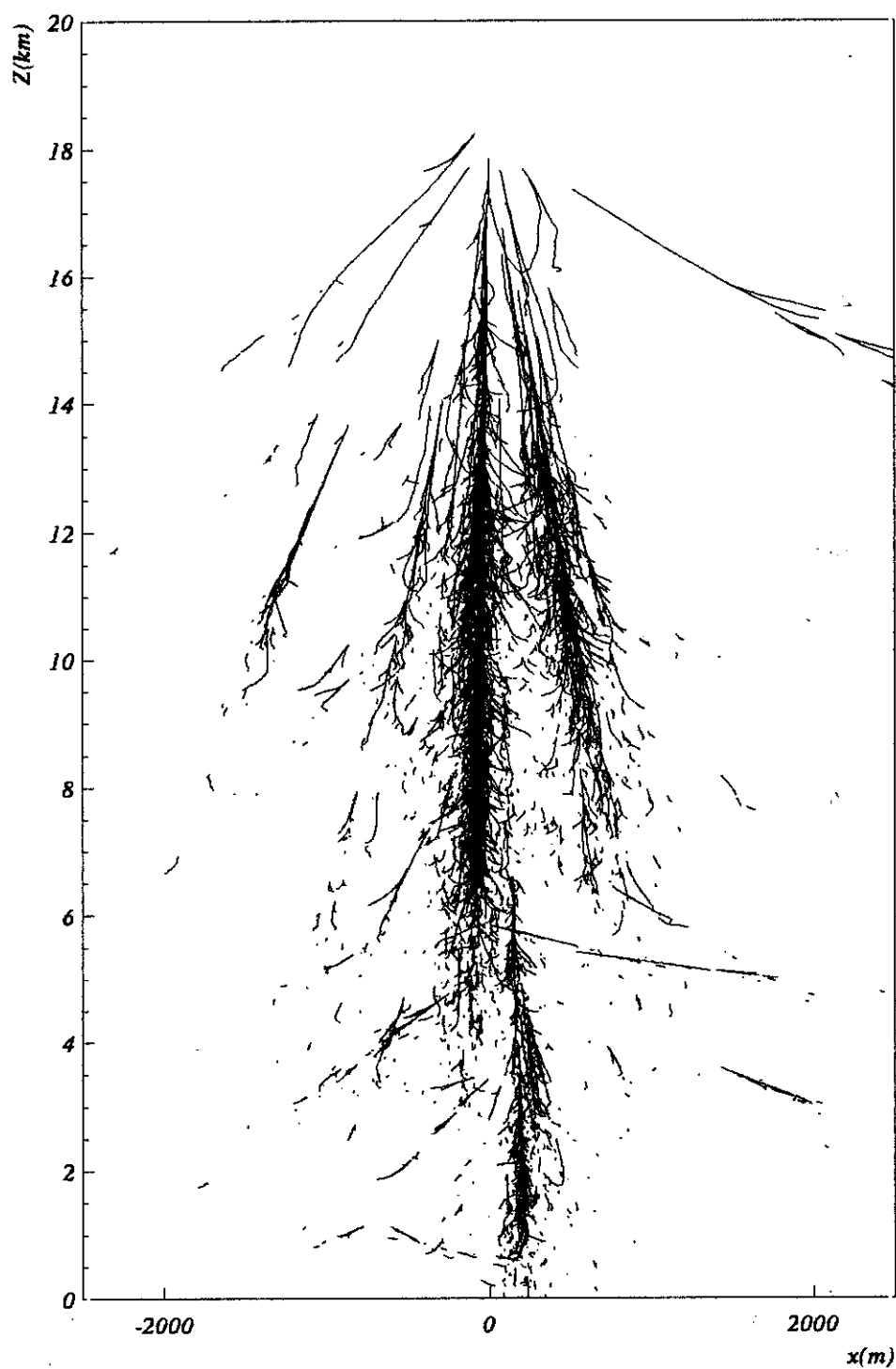


Figura 2.1: Cascada atmosférica de e^\pm iniciada por un protón en incidencia vertical y con 300 GeV de energía.

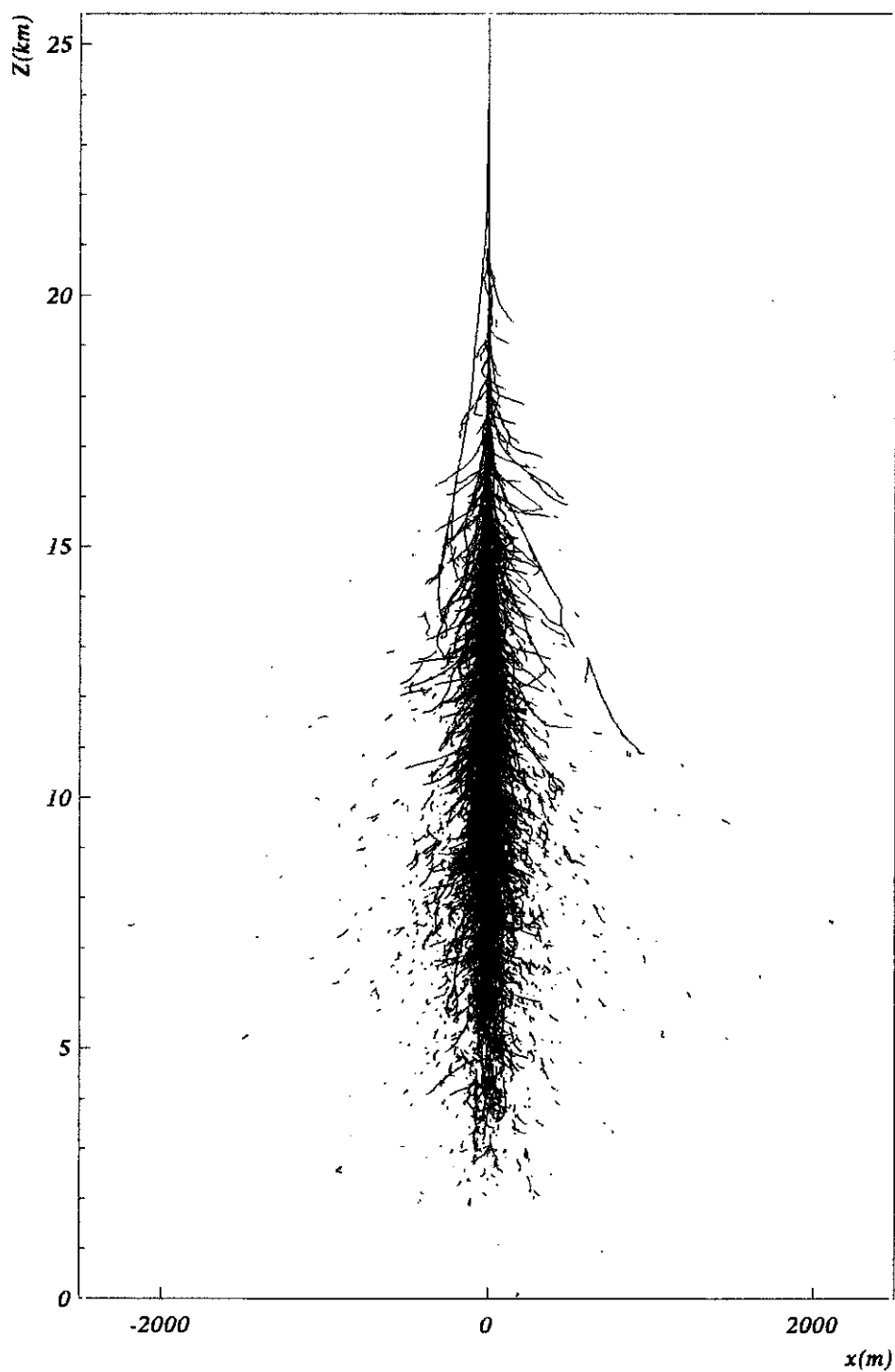


Figura 2.2: Cascada atmosférica de e^\pm iniciada por un rayo γ en incidencia vertical y con 300 GeV de energía.

2.2 Adiciones al programa CORSIKA

Como ya se ha mencionado, se han realizado algunas adiciones y modificaciones en el programa. A continuación, pasamos a describir las características de éstas.

2.2.1 Transporte de partículas y radiación Cherenkov

Debido a que la mayor parte de la luz Cherenkov es generada por los electrones de la cascada fue necesario una cuidadosa simulación de la componente EM. Por este motivo se ha empleado la opción que hace uso del código EGS4. El scattering elástico de los electrones por los núcleos y por electrones atómicos es tratado transportando los electrones a través de un paso fijo y luego determinando el ángulo de scattering efectivo y la verdadera longitud de camino usando la teoría de scattering multiple de Moliere. Con el fin de hacer la simulación de luz Cherenkov lo mas precisa posible se optó por elegir un tamaño de paso suficientemente pequeño. Sin embargo el tiempo de cómputo crece rápidamente a medida que reducimos el tamaño de paso. La version oficial de CORSIKA v4.06 usa tamaños de paso que son mayores que los recomendados por los autores de EGS4. En principio, esta modificación tiene efectos despreciables en las propiedades de la componente de electrones a nivel de observación y rango de energías del experimento KASCADE. Sin embargo la luz Cherenkov detectada en el observatorio es producida por los electrones a lo largo de su camino en la atmósfera y por tanto tamaños de paso anormalmente grandes hacen que las trayectorias de los electrones sean menos sinuosas de lo que son en realidad, y por tanto, cascadas simuladas así envían más luz al core que la que envían cascadas reales. Con el fin de evitar esta imprecisión, se ha usado en este trabajo el valor de tamaño de paso recomendado por los autores de EGS4.

para la simulación de la generación de luz Cherenkov se ha empleado un modelo atmosférico más realista que el propuesto en [7]. En CORSIKA, la dependencia de la densidad atmosférica ρ_a con la altitud h es parametrizada de acuerdo al modelo que divide la atmósfera en cinco capas. Para la capa más alta ($h > 100$ km), se asume una dependencia lineal entre la altura h y la masa que está por encima t , mientras que para el resto de las cuatro capas ($100 < h(\text{km}) < 40$, $40 < h(\text{km}) < 10$, $10 < h(\text{km}) < 4$ and $4 < h(\text{km}) < 0$) se asume que t decrece con h de acuerdo a la siguiente relación :

$$t(h) = a + b \cdot e^{-h/c} \quad (2.3)$$

donde a , b y c son parámetros que dependen de la capa atmosférica en consideración. Esta parametrización que proporciona una precisa descripción de la atmósfera, presenta la ventaja de que ρ_a puede ser fácilmente calculado a partir de t . Sin embargo, la primera derivada de $t(h)$ es discontinua en las fronteras de las capas (4, 10, 40 y 100 km altitud). Como consecuencia, la distribución radial de luz Cherenkov producida por una partícula de alta energía moviéndose verticalmente en una atmósfera con estas características muestra discontinuidades a distancias radiales asociadas con las fronteras de las capas antes señaladas a través de la ecuación anterior. Inclusive, después de los efectos que produce en los electrones el scattering coulombiano, la distribución radial de luz Cherenkov mantiene aún ciertas discontinuidades relacionadas con el modelo de atmósfera usado, particularmente a bajas energías. Debido a que el índice de refracción de la atmósfera se calcula a partir de una expresión del tipo $n = 1 + \eta$ donde el parámetro η es proporcional a la densidad atmosférica, se ha utilizado el valor de η a partir de la parametrización dada por Hillas (1982)

$$\eta = 0.000296 \cdot \frac{t}{1030} \cdot \frac{273.2}{204 + 0.091 \cdot t} \quad (2.4)$$

Esta elección evita los problemas de discontinuidades en el desarrollo lateral de luz Cherenkov, que hemos señalado anteriormente. Por lo tanto el uso combinado de la ecuación (2.3) para el cálculo de t en el punto de emisión y las ecuaciones 2.1 y 2.4 para el cálculo del ángulo de emisión Cherenkov, proporciona una determinación precisa de la distribución radial de luz. El valor de β (ver ecuaciones 2.1,2.2) fue calculado de modo preciso para todas las partículas que emiten luz Cherenkov.

CORSIKA no incluye la atenuación de la luz Cherenkov en la atmósfera. Sin embargo, el código proporciona la altura de producción para cada fotón, por tanto, resulta fácil implementar los algoritmos para que la simulación considere el efecto de atenuación que produce atmósfera: *scattering Mie* [8], *scattering Rayleigh* [9] y también la absorción por ozono [10].

Los efectos antes indicados han sido tratados utilizando un modelo simple [11], en el que el coeficiente de transmisión T para fotones emitidos con un ángulo θ respecto de la vertical, entre dos alturas h_1 y h_2 , es una función de la longitud de onda λ , tal y como se expresa a continuación

$$T = T_{Rayl} \cdot T_{Mie} \cdot T_{ozono} \quad (2.5)$$

$$T_{Rayl} = \exp\left[-\frac{|X_1 - X_2|}{X_R} \left(\frac{400}{\lambda(nm)}\right)^4\right] \quad (2.6)$$

$$T_{Mie} = \exp\left[\frac{h_M}{l_M \cos\theta} (\exp(-h_1/h_M) - \exp(-h_2/h_M))\right] \quad (2.7)$$

$$T_{ozono} = \exp[a_{ozono} \cdot (X_1^{oz} - X_2^{oz})] \quad (2.8)$$

donde X_i es el espesor atmosférico (en g/cm^2) por encima de la altura h_i en la dirección θ . X_R es el recorrido libre medio para el *scattering Rayleigh* ($X_R[\lambda = 400nm] = 2970g/cm^2$). La constante l_M que depende de la longitud de onda [12], es el recorrido libre medio en aerosol, y h_M ($\sim 1.2Km$) es la escala de alturas para la distribución de aerosol. X_i^{oz} es la masa de ozono atmosférico (en g/cm^2) por encima de la altura h_i en la dirección θ y a_{oz} es el coeficiente de absorción el cual es dependiente de la longitud de onda de la radiación Cherenkov.

2.2.2 Métodos de aceleración

Evidentemente la generación y transporte de todos los fotones Cherenkov individualmente necesita una cantidad enorme de tiempo de computación, particularmente a altas energías. Por esta razón, CORSIKA proporciona la posibilidad de agrupar los fotones en paquetes (*bunch*), a cada uno de los cuales le correspondería un mismo punto y ángulo ϕ de emisión [7]. Estos paquetes son tratados como un único fotón. En principio, este proceso de aceleración puede aumentar las fluctuaciones estadísticas, por tal razón se ha elegido cuidadosamente el tamaño de los paquetes de fotones de forma tal, que no afecte apreciablemente a los resultados obtenidos. En el capítulo 3 se hace un estudio detallado de los efectos de este método de aceleración.

Para la simulación de cascadas con energías mayores que 1 TeV fue necesario implementar un método adicional de aceleración. Se ha usado el método propuesto por Hillas [13] conocido como *thin sampling*. Esta técnica consiste básicamente en elegir una energía de demarcación $E_d = t_o$ (Hillas sugiere un valor de $t = 10^{-4}$) a partir de la cual se establece que serán seguidas en la simulación todas las partículas cuya energía sea mayor que E_d y sólo una fracción de aquellas que tengan energías menores. Se establece que la probabilidad de que una partícula con $E < E_d$ no sea descartada de la simulación sea de $p=E/E_d$ al tiempo que se le asigna un peso $w=1/p$. Cuando una de tales partículas interacciona, los secundarios producidos se retienen con una probabilidad $p'=E/E_{colision}$ asignándose un peso $w'=w/p'$ a la partícula retenida. El proceso descrito asegura la conservación del número de partículas totales y de la energía total. En este trabajo, la energía de demarcación se eligió suficientemente baja $E_d = 10^{-5} \cdot E_o$ de modo tal que no

afectase apreciablemente las fluctuaciones estadísticas. Con el fin de evitar sobreestimar la influencia de los procesos de fotoproducción debido a la utilización de la técnica del *thin sampling*, la simulación no contempla éste tipo de procesos.

2.2.3 Parámetros de entrada y datos de salida

A continuación se hace una descripción de los parámetros de entrada así como del tipo de información obtenida en la simulación.

Parámetros de entrada

El fichero de entrada contenía la siguiente información:

1. niveles de observación
500, 600, 700, 800, 900, 1036 g/cm^2
2. ángulo de incidencia
 0° (perpendicular)
3. tipo de partícula
1 (rayo γ), 14 (protón)
4. rango de energía e índice espectral(γ)
0.01 – 10 TeV energía fija (capítulo 3)
1 TeV – 10 PeV $\gamma = -1$ (capítulo 4)

No se ha seguido en la generación de sucesos el espectro de energías observado; en su lugar, el número de sucesos simulados ha seguido una función que decrece más lentamente ($\gamma = -1$, en lugar de -2.75). De este modo se ha conseguido una estadística razonable a energías altas sin necesidad de producir un número excesivo de cascadas con baja energía. Posteriormente, a la hora de calcular propiedades globales, se ha asignado el peso apropiado a cada suceso para reproducir el espectro correcto.

5. energía de corte E_c , es decir la energía mínima hasta la cual se sigue la simulación.
 $E_c(e^\pm) = 5 \text{ MeV}$
 $E_c(\mu^\pm) = 100 \text{ MeV}$
 $E_c(hadrones) = 100 \text{ MeV}$

6. energía de delimitación E_d

$$E_d = 10^{-5} E_o$$

sólo se utilizó para en rango energía 1 TeV - 10 PeV.

7. Intensidad de campo Magnético terrestre

$$\vec{B} = \vec{0}$$

Las cascadas se han simulado sin tener en cuenta el efecto del campo magnético terrestre, dado que a las energías consideradas su efecto no es muy significativo y a que no estamos interesados en una localización específica sobre la superficie terrestre.

8. tamaño de *bunch*: valores comprendidos entre 1 - 500

ver capítulos 3 y 4.

9. intervalo espectral de la luz Cherenkov $[\lambda_1, \lambda_2]$

ver capítulos 3 y 4.

Datos de salida

Los valores de los parámetros físicos necesarios para la elaboración del presente trabajo, se obtuvieron durante la simulación almacenando los datos en los histogramas correspondientes. Para cada cascada se ha registrado el desarrollo longitudinal de todos los e^\pm con energías mayores que 5 MeV, de los e^\pm con energías mayores que 5 MeV y con energías mayores que la umbral de producción de radiación Cherenkov. se han registrado también para cada nivel de observación la distribución radial de e^\pm para ambos casos y la distribución lateral de luz Cherenkov. La figura 2.3 muestra un ejemplo correspondiente a una cascada iniciada por un rayo γ de 215 TeV en incidencia vertical.

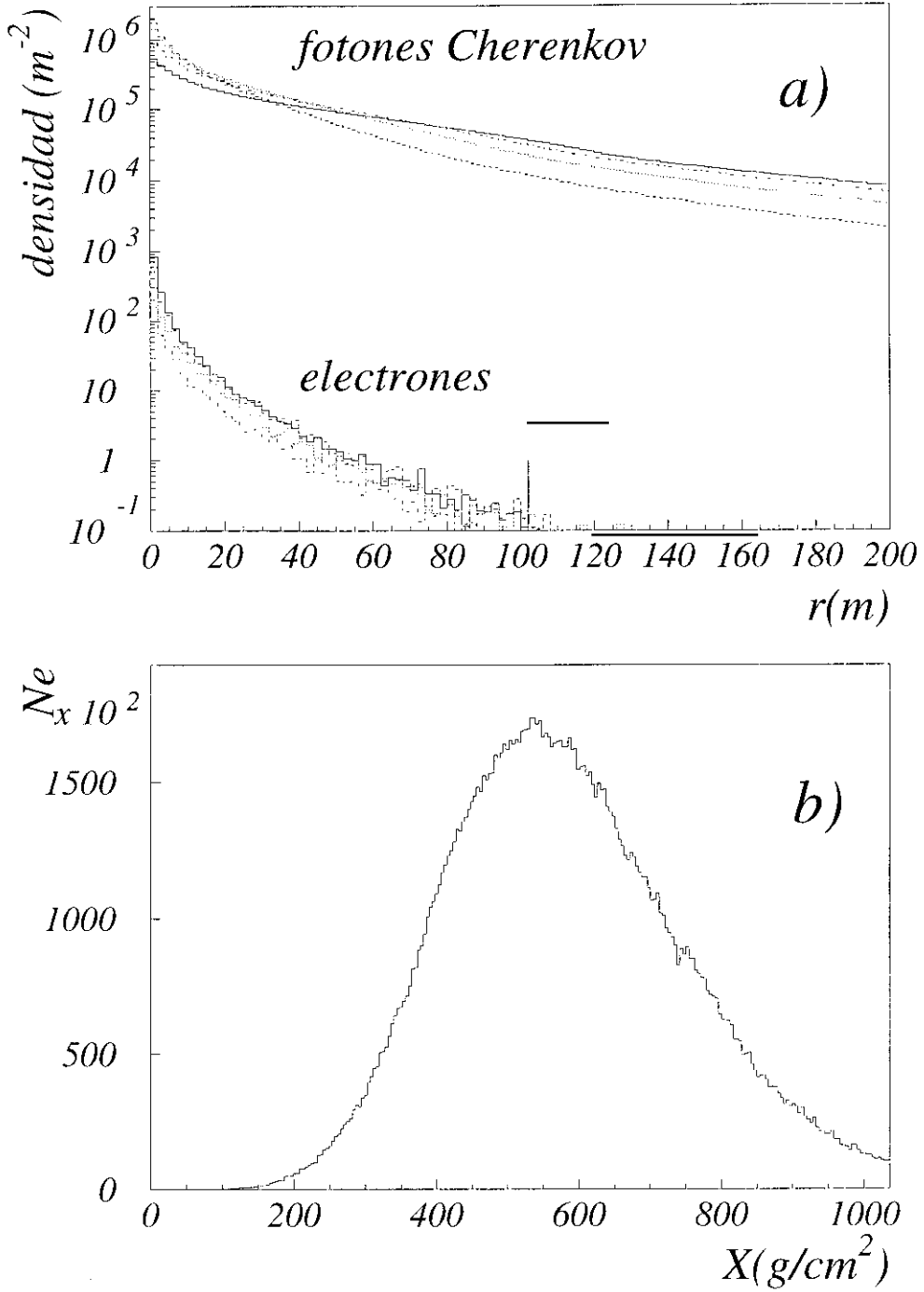


Figura 2.3: Histogramas obtenidos durante la simulación de una cascada iniciada por un rayo γ de 215 TeV en incidencia vertical : a) Distribución radial de luz Cherenkov (arriba), desarrollo lateral de electrones (abajo) correspondientes a profundidades atmosféricas de 500, 600, 700 y 800 g/cm^2 . b) Desarrollo longitudinal de partículas.

2.3 Librería de cascadas atmosféricas

Para la realización de este trabajo de ha creado una librería de cascadas iniciadas por primarios de dos tipos (rayos γ y protones), con energías desde 10 GeV hasta 10 PeV, un ángulo de incidencia (0°) y 6 niveles de observación (500, 600, 700, 800, 900 y 1036 g/cm^2). La libreria contiene alrededor de 31000 cascadas que fueron generadas en varias máquinas. El tiempo total de computación (CPU) equivale a 19 meses en un Pentium II 233 Mhz.

Primario	energía fija (TeV)		energía continua (TeV)	
	$E_o \leq 1$	$1 < E_o \leq 10$	[1,100]	(100,10000]
γ	3500	150	5500	2200
protón	5800	200	9000	3800

Bibliografía

- [1] J.N. CAPDEVILLE, *et.al* : "The Karlsruhe Extensive Air Shower Simulation Code CORSIKA". KFK REPORT 4948. Instituto de Física Nuclear, Karlsruhe (1992)
- [2] H.O. KLAGE *et al.* *Nucl. Phys. B Proc. Sup.*, **52**, 92 (1997)
- [3] J.N. CAPDEVILLE *J. Phys. G*, **15**, p. 909 (1989)
- [4] A. CAPELLA Y J.T.T. VAN: *Phys. Lett. B*, **93**, p. 146 (1980)
- [5] H FESEFELDT: *The Simulation of Hadron showers RWTH Aachen Report PITHA 85/02* (1985)
- [6] W.R. NELSON, *et al.* *The EGS4 code system*, SLAC Report 265, (1985)
- [7] S. MARTINEZ, *tesis doctoral*, Universidad Complutense de Madrid (1996)
- [8] L. ELTERMAN Y R.B. TOOLINE: "Handbook of Geophysics and Space Environments", *Cap. 7*. Valley, Nueva York (1965)
- [9] E.C. FLOWERS *et.al.* *J. Appl. Meteorology*, **8**, p. 955 (1969)
- [10] R.A. MCCLATCHEY *et al.* *Handbook of Optics* ed W G Driscoll (New York: McGraw-Hill) *ch 14*, pp 1-65 1978
- [11] P. SOKOLSKY: "Introduction to Ultra High Energy Cosmic Ray Physics" *p. 202*. Addison-Wesley (1989)
- [12] F.C. ANDRÉS, *et.al* *Proc. 16th ECRS. (Alcalá de Henares)* **5** (1998)
- [13] M. HILLAS *XVII ICRC 8* (1981) *p. 193*

Capítulo 3

Rango de telescopios: 0.01 - 10 TeV

Como ya se mencionó, la radiación Cherenkov es emitida por partículas cargadas que superan la velocidad de la luz correspondiente al medio que atraviesan. Esta radiación es altamente direccional pues la luz Cherenkov llega en forma de cono estrecho centrado en el eje del haz y es justamente esta propiedad la que aprovechan gran parte de los telescopios de rayos γ en la zona del TeV para la localización de fuentes puntuales. Los casi 50 años de experiencia en esta técnica han logrado que en la actualidad los telescopios de imagen-Cherenkov se hayan establecido como **la técnica** para la astronomía de rayos γ en el llamado rango de muy altas energías (VHE) [1], [2].

Una de las propiedades que caracterizan a estos telescopios es la mínima densidad de fotones Cherenkov provenientes de una cascada, que es capaz de distinguir sobre las fluctuaciones del *fondo de luz nocturna*. Ésta densidad mínima de fotones determina básicamente la energía umbral de un detector de luz Cherenkov. El valor típico de muchos telescopios Cherenkov en funcionamiento es de alrededor de 1 TeV aunque existen varios telescopios cuyo umbrales son de alrededor de 0.25 TeV [3],[4],[5]. Cabe destacar en particular el telescopio Cherenkov del observatorio de Whipple por ser el pionero en la detección de rayos γ de VHE de la nebulosa del cangrejo y el objeto extragaláctico Makarian 421.

Las prometedoras observaciones llevadas a cabo con esta técnica junto con los descubrimiento de gran cantidad de fuentes puntuales con energías del orden de algunas decenas de GeV realizadas por EGRET ha promovido la construcción de numerosos telescopios que intentan reducir la energía umbral [5],[6],[7],[8],[9],[10],[11],[12] con el fin cubrir la zona de energías comprendidas entre la máxima accesible a los dispositivos situados en satélites y la energía

umbral de los actuales telescopios situados en tierra ($\sim 20\text{GeV} - \sim 300\text{GeV}$). Como ya se mencionó en 1.3.2 se están utilizando plantas solares como observatorio de rayos γ [13]; estas instalaciones proporcionan un área de detección de luz Cherenkov mucho mayor comparada con los telescopios y por tanto se espera alcanzar con estos dispositivos energías umbrales aún más bajas [14],[15],[16].

Para el diseño de detectores de luz Cherenkov utilizados en astronomía de rayos γ es necesaria una simulación detallada de los procesos que tienen lugar cuando una de estas partículas incide en la atmósfera de la tierra. Varios códigos de simulación de cascadas atmosféricas están siendo utilizados por distintos grupos experimentales. Desafortunadamente la comparación entre los diferentes códigos no es fácil debido a que muchos de los resultados de la simulación incluyen las características concretas del detector para el cual se está llevando a cabo el cálculo. A esto se suma las distintas localizaciones (altitud) de los observatorios.

La figura 3.1 nos muestra a modo de ejemplo, una cascada atmosférica con su correspondiente distribución de fotones Cherenkov en tierra. Ésta figura corresponde a una cascada iniciada por un protón de 350 GeV en incidencia vertical, y la distribución de luz, a un observatorio situado a una altitud de 3000 m. Se han resaltado (trazo grueso) las trayectorias de los hadrones y muones cuya energía sobrepasa el umbral de producción de luz Cherenkov. Se puede apreciar claramente que la distribución de luz Cherenkov presenta un alto grado de inhomogeneidad lo cual es un reflejo de los procesos hadrónicos, fundamentalmente del alto momento transversal que produce una dispersión de las partículas secundarias que es especialmente importante a bajas energías ($\sim \text{GeV}$). En esta figura se puede apreciar la significativa contribución de los muones a la radiación Cherenkov con la típica forma de anillo. También se ve la nube de fotones Cherenkov en tierra producidos por los electrones de la cascada (trazo negro).

En lo que sigue de este capítulo presentamos los resultados de un estudio sistemático de las propiedades de la luz Cherenkov producida por cascadas atmosféricas iniciadas por rayos γ y por protones en incidencia vertical tal como se observarían a distintas altitudes que van desde una profundidad atmosférica de 500 g/cm^2 hasta el nivel del mar. Las energías primarias consideradas cubren un rango que va desde 0.01 hasta 10 TeV. Se estudian por ejemplo el espectro de la luz recibida en tierra, las distribuciones radiales de luz Cherenkov poniendo especial atención en las fluctuaciones. También se hace una estimación del área efectiva para telescopios Cherenkov localizados a varias profundidades de observación X_{obs} .

Los cálculos realizados no incluyen la simulación de ningún detector específico, sin embargo los resultados presentados aquí son de gran interés en el desarrollo de la nueva generación de detectores de luz Cherenkov, pues permiten una primera estimación de las señales esperadas.

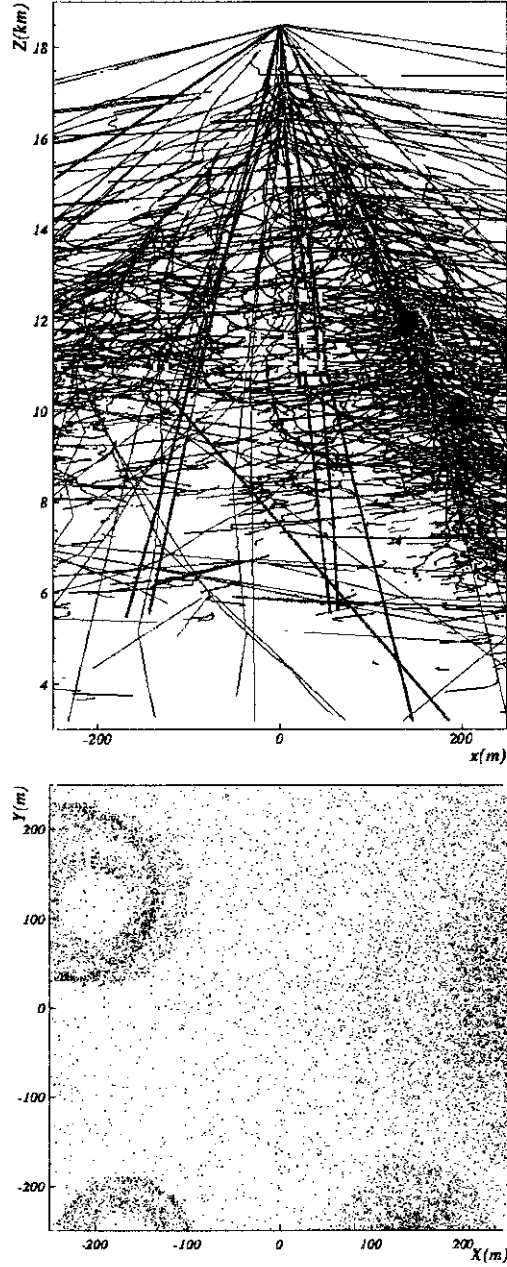


Figura 3.1: Cascada atmosférica de partículas producida por un protón de 350 GeV en incidencia vertical. trazo: negro (e^\pm), rojo (μ^\pm), verde (π^\pm), azul (protones y neutrones). Las líneas más gruesas (muones y hadrones) representan partículas que superan el umbral de producción de luz Cherenkov. En la parte inferior se representa los puntos de impacto de los fotones Cherenkov, para un observatorio situado a 3 km de altitud.

3.1 Espectro de longitudes de onda

Para este rango de energías el intervalo espectral de la radiación Cherenkov considerado está comprendido entre 280 y 550 nm, intervalo que cubre sobradamente la zona de respuesta de la mayor parte de los detectores utilizados en los telescopios Cherenkov. Ya se ha mencionado que en el desarrollo de las simulaciones se ha tomado en cuenta la atenuación de la intensidad de luz Cherenkov, por efecto del *scattering Rayleigh*, *scattering Mie* y la absorción debida a la capa de ozono. El *scattering Rayleigh* puede ser calculado con

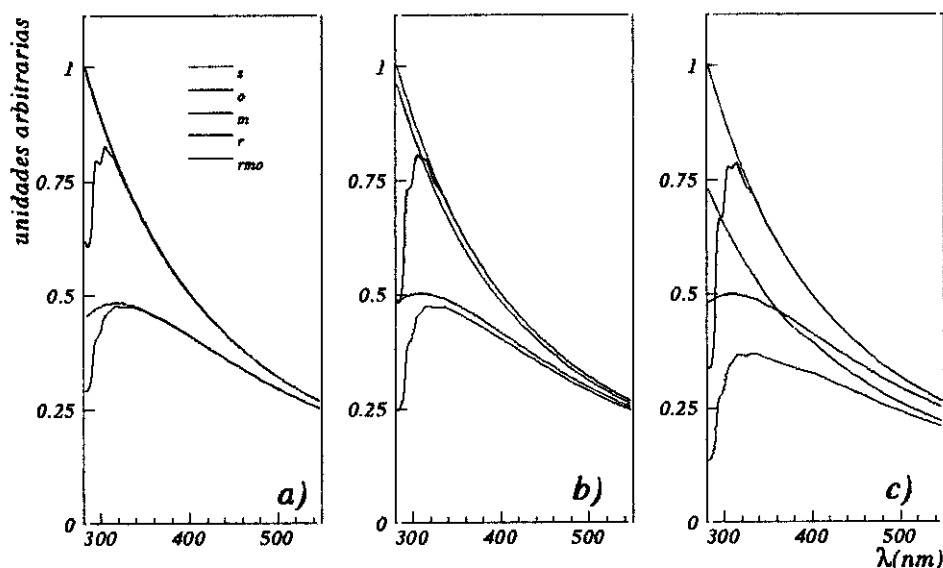


Figura 3.2: Espectro promedio de luz Cherenkov para $r \leq 150m$ producido por un rayo γ de 10 TeV a tres niveles de observación : a) 600, b) 800 y c) 1036 g/cm². Se compara el espectro de radiación Cherenkov sin atenuación (s) con el que se observaría si sólo existiera de la capa de ozono (o), scattering Rayleigh (r) y scattering Mie (m). La curva (rmo) representa el espectro total, teniendo en cuenta todos los efectos.

precisión mientras que los dos restantes, al ser tan fuertemente dependientes de las condiciones atmosféricas locales [17], obligan a elegir unas condiciones específicas para su cálculo. En particular la dependencia de la densidad del ozono atmosférico con la altura varía con la estación [18] y con la latitud. Para este trabajo se ha considerado un valor medio entre el correspondiente al verano y el invierno de una zona de latitud media. Por su parte el *scattering Mie* es también muy sensible a las condiciones atmosféricas locales (tipo de

aerosoles, localización,...). Se ha elgido una situacion típica correspondiente a una atmósfera limpia.

La figura 3.2 muestra el espectro promedio de la luz Cherenkov recibida dentro de un radio de 150m alrededor del eje de la cascada, para energías primarias de 10 TeV a tres niveles de observación. Esta figura nos permite apreciar el efecto que produciría individualmente cada factor de atenuación en el espectro de emisión de luz Cherenkov. La figura 3.3 muestra el espectro

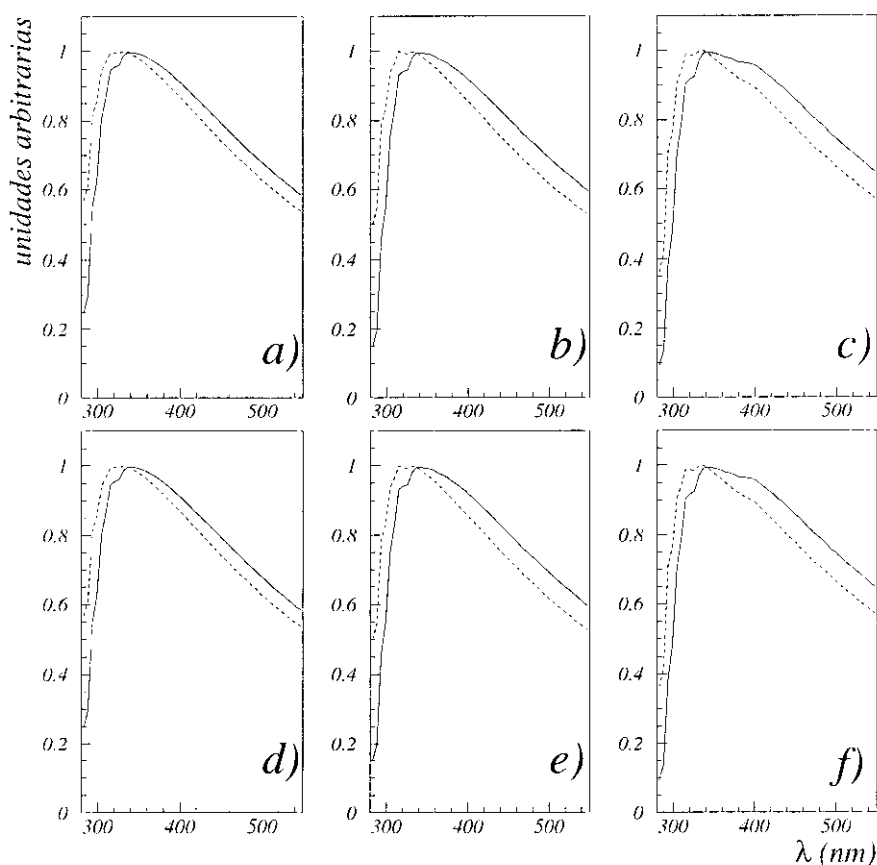


Figura 3.3: Espectro promedio de luz Cherenkov (dentro de un radio de 150m) generada por cascadas γ a profundidades de : a) 600 g/cm²; b) 800 g/cm² y c) nivel del mar; y por cascadas iniciadas por protones a: d) 600 g/cm², e) 800 g/cm² y f) nivel del mar. Las energías primarias son 0.1 TeV (curva quebrada) y 10 TeV (curva continua). Todo el espectro ha sido normalizado a su máximo.

promedio para energías primarias de 0.1 y 10 TeV tal como predice nuestra

simulación a tres niveles de observación. A partir de las figuras 3.2 y 3.3 se puede apreciar que el corte a longitudes de onda pequeñas surge debido a la absorción del ozono, por lo tanto la posición del máximo de la distribución espectral no depende fuertemente de la altitud del nivel de observación puesto que la capa de ozono está muy por encima del nivel de detección. Se puede observar también en esta figura, que la pendiente del espectro a valores altos de longitud de onda decrece con la profundidad de observación, como es de esperar, puesto que el efecto del *scattering Rayleigh* se acentúa a medida que se incrementa la profundidad del nivel de observación.

3.2 Desarrollo lateral

A modo de ejemplo, la figura 3.4 muestra la distribución espacial de la densidad de luz Cherenkov a dos niveles extremos de observación (4400m y 0m por encima del nivel del mar) producida por cascadas típicas iniciadas por rayos γ y protones de 0.1, 1 y 10 TeV. Las gráficas de la izquierda muestran algunas propiedades bien conocidas de la luz chrenkov atmosférica producida en una cascada γ [19],[20]. Para cascadas γ la densidad de luz ρ puede describirse muy bien por una función de la distancia r al core de la cascada (punto de corte entre el eje de la cascada y el plano de observación). Esta distribución $\rho(r)$ muestra un cambio en la pendiente a una distancia r_h comprendida entre 100 y 150m dependiente de la altitud del observatorio.

Este es el llamado *hump* ($r = r_h$) de la distribución radial el cual es claramente visible en esta figura como un anillo bien definido (gráfica 1b y 2b) o una meseta (gráfica 2a y 3b). La pendiente de la distribución radial entre $r = 0$ y $r = r_h$ crece con la energía E_o y de la latitud de observación (figuras 3a y 3b).

Debido al alto momento transversal de los piones en las interacciones hadrónicas en comparación con las interacciones electromagnéticas, la distribución espacial de la luz Cherenkov a un nivel de observación dado, es mucho más irregular en cascadas producidas por un protón comparada con lo que ocurre en una cascada γ . En suma, a energías primarias menores o cercanas a 1TeV, la contribución de la luz Cherenkov producida por los muones secundarios (algunas veces de los piones cargados, también) es visible como puede verse en las gráficas 1c, 1d, 2c y 2d de la figura 3.4. A energías mayores el ángulo de emisión de piones secundarios (los cuales son mas abundantes) es menor y por lo tanto la distribución de luz Cherenkov se parece a la generada en una cascada γ . (gráficas 3c y 3d).

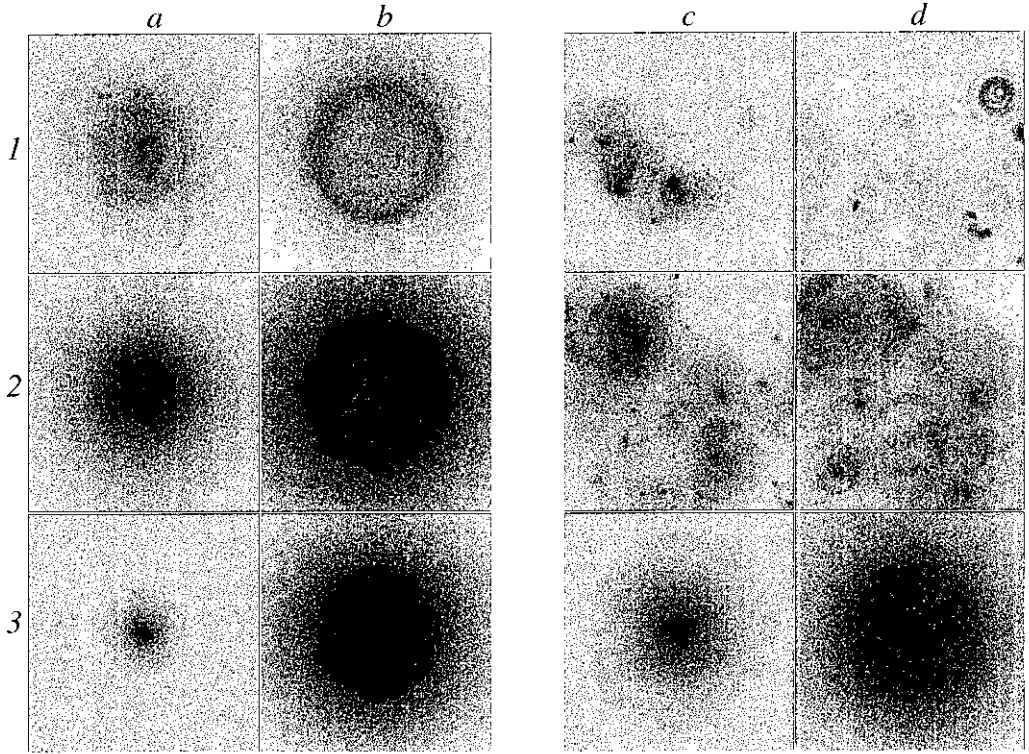


Figura 3.4: Distribución espacial (400 m x 400 m) de fotones Cherenkov producida por cascadas típicas iniciadas por rayos γ (a,b) y protones (c,d) con energías primarias de 0.1 (1), 1(2) y 10TeV (3) como se observa a dos altitudes de observación, 600 g/cm² (a,c) y nivel del mar (b,d). La densidad de puntos es proporcional a la densidad de fotones, sin embargo, el factor de proporcionalidad ha sido elegido independientemente para cada plot para una óptima visualización. El *hump* de la distribución radial es claramente visible en los plots a y b. Los plots 1c, 2c, 1d y 2d muestran las marcas dejadas por los muones secundarios los cuales frecuentemente alcanzan el observatorio.

El plano de observación en cada nivel fue dividido en cuadrados de 5×5 m². Para todos los eventos simulados los fotones Cherenkov que alcanzaron cada nivel de observación fueron almacenados en un histograma bidimensional de acuerdo a la anterior geometría. Para todos los eventos de cada *tipo de cascada* (i.e valores fijos de: partícula primaria, energía primaria y nivel de observación) se ha estudiado la distribución del número de fotones que llegan a todas las celdas de 5×5 m² con una distancia fija al eje de la cascada. La figura 3.5 muestra a modo de ejemplo, los resultados para un conjunto de

cascadas γ de 100 GeV de energía correspondiente a celdas ubicadas a 50, 100 y 200 m del eje de la cascada para una profundidad de observación de 600 g/cm^2 .

Ésta figura nos muestra que las distribuciones son asimétricas, con una cola larga hacia valores altos del número de fotones, particularmente a distancias cercanas al eje de la cascada. También nos permite verificar un hecho conocido [21] consistente en que la desviación típica de tales distribuciones son usualmente mayores que las esperadas para distribuciones *poissonianas*. Por lo tanto, en este trabajo usamos como medida de centralización la *mediana* en lugar de la *media*, dado que representa una medida más realista de la intensidad esperada, que la que proporciona la media, particularmente para cascadas iniciadas por protones. La figura también muestra los intervalos a la derecha W_d y a la izquierda W_i de la mediana conteniendo el 34% del contenido del histograma usado para estimar las fluctuaciones de la luz (región sombreada en la figura 3.5). Un estudio mas detallado de las fluctuaciones se mostrará después.

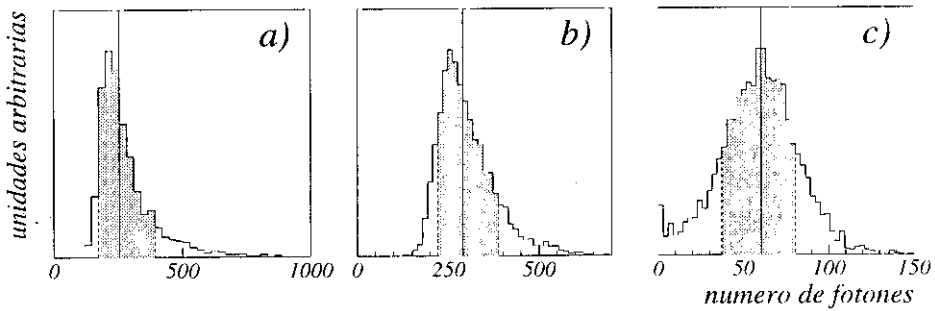


Figura 3.5: Distribución del número de fotones Cherenkov que golpean una celda de muestreo de 25 m^2 localizada a : a) 50 m; b) 100 m ; c) 200 m del eje de la cascada para cascadas γ de 100 GeV tal como se observa a 600 g/cm^2 de profundidad atmosférica. La línea vertical continua muestra la posición de la mediana de la distribución. La región sombreada contiene el 68% de los eventos.

En la figura 3.6 mostramos la distribución lateral de luz Cherenkov a varios niveles de observación para cascadas γ en el rango de energías de este trabajo (0.001-10 TeV). La curva continua representa la mediana de la distribución de luz correspondiente a un valor de r . La barras de error superior(inferior) representan las anteriormente mencionadas anchuras W_d y W_i respectivamente. Por lo tanto, la barra total representa, con una probabilidad del 68%, la densidad de luz Cherenkov esperada cuando se usa una superficie colectora de 25 m^2 .

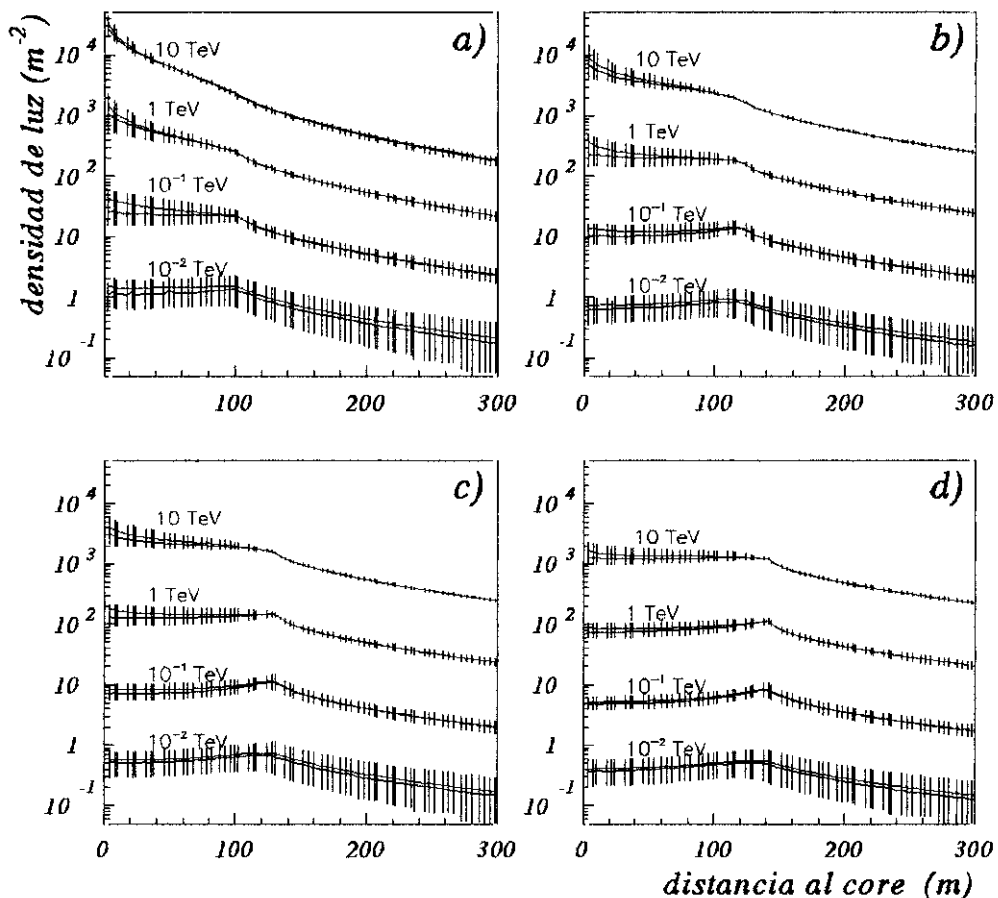


Figura 3.6: Distribución lateral de luz Cherenkov (aceptancia angular de 2.8 grados) para cascadas γ con incidencia vertical, energías primarias de 0.001, 0.1, 1 y 10 TeV como se observa a: a) 600 g/cm²; b) 800 g/cm²; c) 900 g/cm²; y d) nivel del mar. Las líneas negra y roja representan la mediana y la media de la distribución de densidades a la correspondiente distancia radial. Las barras verticales las fluctuaciones totales (68% de probabilidad) en la densidad de luz medida por una celda de muestreo de 25 m².

Es bien sabido, que para un modelo atmosférico dado, el *hump* de la distribución lateral de la luz Cherenkov es un efecto puramente geométrico. Para un valor dado del ángulo zenital la localización del *hump* depende solamente de la altitud del observatorio. En la figura 3.6 podemos ver que de acuerdo a nuestra simulación, el *hump* de cascadas verticales se localizan a

105, 125, 130 y 145m del eje de la cascada para valores correspondientes de X_{obs} de 600, 800, 900 y 1036 g/cm². Estos valores están en buen acuerdo con los valores teóricos esperados, los cuales pueden calcularse fácilmente.

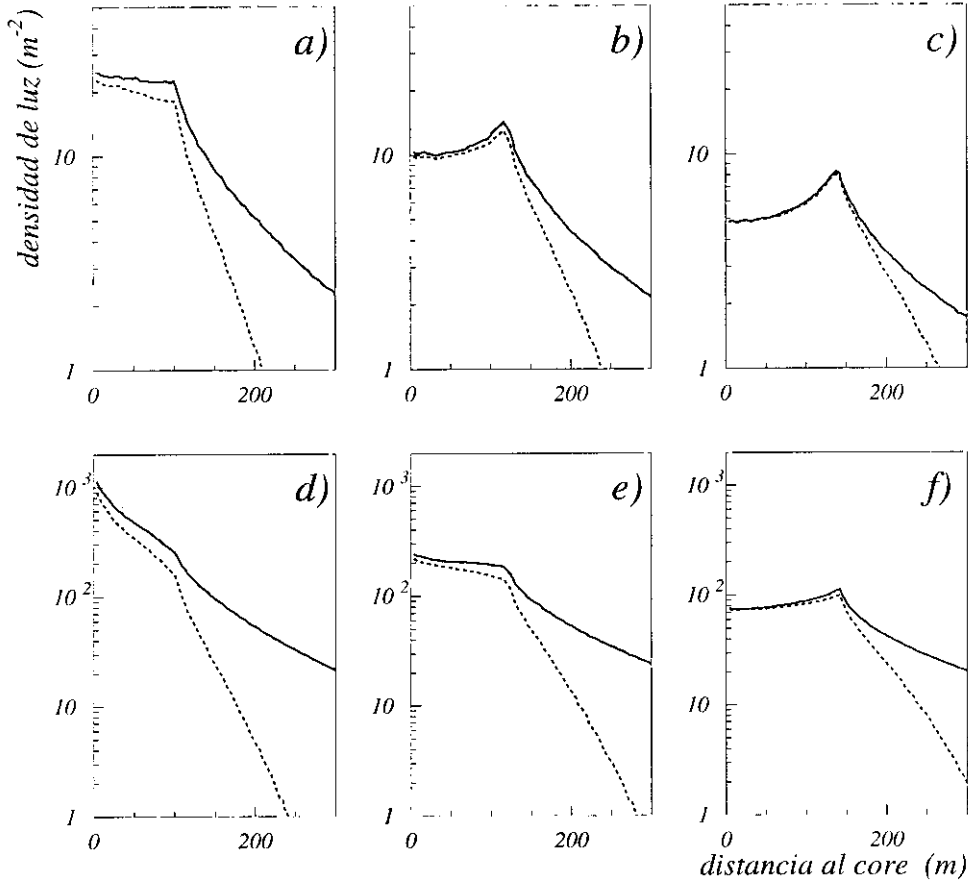


Figura 3.7: Distribución lateral de todos los fotones Cherenkov (curva continua y de los que tienen un ángulo zenital menor que 1.4 grados (línea quebrada) para cascadas γ con incidencia vertical de 0.1 TeV a: a) 600 g/cm² ; b) 800 g/cm² ;y c) nivel del mar; y de 1TeV a: d) 600 g/cm² ; e) 800 g/cm² ;y f) nivel del mar.

El efecto de la restricción angular de la luz Cherenkov sobre la distribución radial, ha sido también objeto de estudio. En la figura 3.7 se muestra resultados para cascadas γ de incidencia vertical y de 0.1 y 1TeV. La curva continua representa la distribución lateral de todos los fotones($\rho(r)$) en tanto que la línea quebrada muestra la correspondiente a los fotones que alcanzan

el observatorio con un ángulo zenital menor que 1.4° $\rho_l(r)$. Como puede verse en esta figura, una limitación en la aceptación angular ocasiona una disminución significativa de la densidad más allá del *hump*, en tanto a que a distancias más cercanas al core la reducción es menos importante.

La tabla 3.1 muestra el decrecimiento de la densidad de luz Cherenkov para cascadas γ y cascadas iniciadas por protones de varias energías, tal como resulta de nuestra simulación. Los números superior, central e inferior, en cada casillero, indican el decrecimiento expresado en porcentaje $100 \cdot (\rho - \rho_l)$ para $r = 0$, $r = r_h$ y $r = 200$ m, respectivamente . Para un r dado el efecto de la restricción angular decrece con la distancia entre la posición de máximo desarrollo de la cascada y el observatorio. Resumiendo, podemos decir que el efecto de la restricción angular decrece con el incremento de la profundidad del nivel de observación y con la disminución de la energía primaria tal como muestra la tabla 3.1.

Profundidad (g/cm ²)	r (m)	GAMMAS Energía (TeV)				PROTON Energía (TeV)		
		10 ⁻²	10 ⁻¹	1	10	10 ⁻¹	1	10
600	0	10	15	20	20	20	25	25
	105	10	20	45	65	40	45	60
	200	40	70	90	95	65	70	85
800	0	5	10	20	20	20	20	25
	125	5	10	30	50	35	40	50
	200	20	50	75	90	50	60	80
1036	0	3	1	5	10	15	10	25
	145	2	5	15	25	30	30	40
	200	8	20	45	65	40	45	65

Tabla 3.1. Porcentaje de decrecimiento de la densidad de luz Cherenkov debido a una aceptación angular restringida (campo total de visión 2.8°) a 0 m de distancia del eje de la cascada, en la posición del *hump* y a una distancia de 200 m tanto para rayos γ como para protones a tres profundidades de observación

La figura 3.8 muestra la distribución lateral para iniciadas por protones de 0.1, 1 y 10TeV de energía primaria. La línea continua y las barras re-

presentan lo mismo que en la figura 3.6. Comparando las figuras 3.8 y 3.6 podemos comprobar el conocido hecho de que las cascadas iniciadas por protones producen menos luz que las cascadas γ de la misma energía, que los desarrollos laterales de luz cherenkov son mucho más suaves en cascadas iniciadas por protones que en cascada γ . Sin embargo, a energías mayores que algunos TeVs la distribución radial de luz Cherenkov correspondiente a cascadas iniciadas por protones se asemejan a las producidas en cascadas γ . En efecto, a estas energías aparece un *hump* aunque menos pronunciado que en cascadas γ de la misma energía.

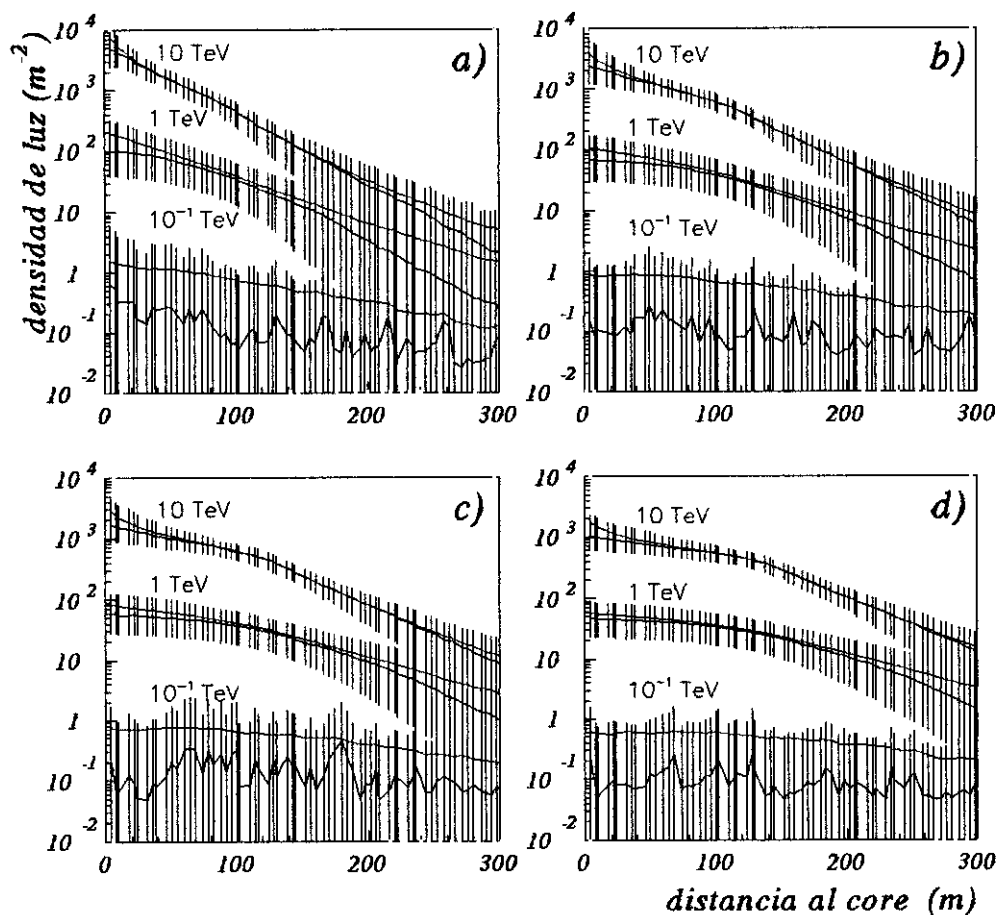


Figura 3.8: Lo mismo que en la figura 3.6 para cascadas iniciadas por protones de 0.1, 1 y 10TeV de energía primaria.

Para poder apreciar la evolución que sufre la forma de los desarrollos

laterales de luz Cherenkov con el incremento de la profundidad del nivel de observación, presentamos en la figura 3.9, las medianas de tales distribuciones tanto para cascadas iniciadas por protones como para cascadas iniciadas por rayos γ . Se consideran profundidades de 600 800, 900 y 1036 (nivel del mar) g/cm^2 y energías primarias de 1 y 10 TeV para protones y de 0.01, 0.1, 1 y 10 TeV para rayos γ . Se puede observar en esta figura que la cantidad de luz así como la pendiente del desarrollo lateral cerca del eje de la cascada disminuye con la profundidad, siendo mayor la disminución de la pendiente para cascadas γ , para las cuales inclusive se llega a observar un cambio de signo, lo que no ocurre para protones. Estas propiedades son esperadas y fácilmente explicables en base a las características generales de las cascadas, por ejemplo: desarrollo longitudinal de partículas de la cascada las que ya se comentaron anteriormente (ver cap.4).

Haciendo uso de los datos obtenidos con nuestra simulación se ha calculado la distribución de fotones recibidos dentro de un radio de 150 m alrededor del eje de la cascada. La figura 3.10 muestra la mediana y el ancho (68% de probabilidad) de tales distribuciones para cascadas iniciadas por protones y para cascadas γ tal como se espera encontrar en varios niveles de observación. De esta figura se puede ver que la razón entre la cantidad de luz Cherenkov producida por una cascada γ y aquellas producidas por cascadas iniciadas por protones se incrementa a energías primarias bajas, como es de esperar. Por otra parte, la cantidad total de luz Cherenkov decrece a medida que el observatorio se sitúa a mayores profundidades, resultado que también es esperable en este rango de energías. De esta figura se desprende que el decrecimiento en la cantidad de luz es más significativo para cascadas γ comparado con cascadas iniciadas por protones. Este hecho puede ser entendido si tomamos en cuenta que el desarrollo longitudinal de cascadas iniciadas por protones es mucho más largo que el correspondiente a cascadas γ . En consecuencia una cantidad de luz no despreciable producida por cascadas iniciadas por protones se generan en capas profundas de la atmósfera, incluso por debajo de algunos observatorios.

Los resultados que se muestran en esta sección han sido comparados, siempre que ha sido posible, con los obtenidos por otras simulaciones. Desafortunadamente una comparación detallada exige el conocimiento de características tales como: rango espectral de luz Cherenkov, modelo de absorción atmosférica, etc. Por otro lado muchos autores no asumen una restricción angular. En este caso, la comparación pudo llevarse a cabo usando nuestros resultados del efecto de la restricción angular sobre el desarrollo lateral de luz Cherenkov (tabla 3.1). Cuando el nivel del observatorio no coincidía con

los considerados en este trabajo, se usó una interpolación simple para efectos de comparación.

Las simulaciones llevadas a cabo por Rao y Sinha [20] y la realizadas por Sinha [21], predicen una distribución lateral de luz Cherenkov producida por cascadas γ de 100 GeV, las cuales están en buen acuerdo con nuestros resultados. Para esta comparación se ha tomado en cuenta que dichos autores trabajan en un rango espectral ligeramente distinto. A una energía primaria de 1 TeV la densidad de luz en el eje de la cascada calculada por Rao y Sinha [20] difieren de los nuestros en un 20%.

Senecha *et al* [22], usando una técnica de simulación la cual es una extensión de la utilizada por Rao y Sinha [20], han determinado la distribución lateral de luz Cherenkov producida por cascadas γ de 0.1 y 1 TeV a una profundidad atmosférica de 740 g/cm². Estos autores una densidad de luz chrenkov menor la nuestra. A una energía primaria de 0.1 TeV se encuentra una discrepancia que se traduce en un factor 3 (en el eje de la cascada) y 2.5 (a 200m). Mientras que a la energía primaria de 1 TeV los factores son 5 y 2.5 respectivamente.

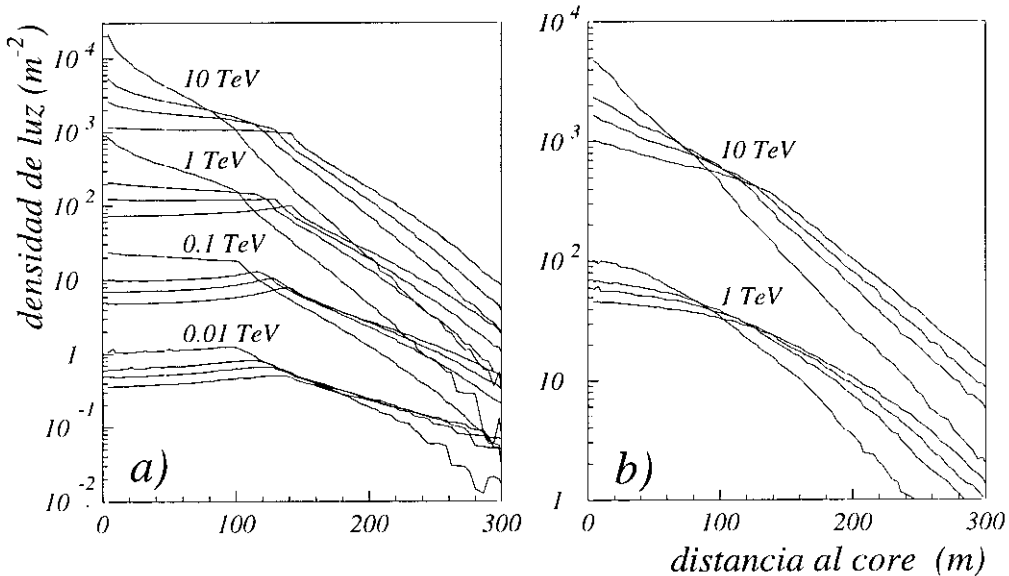


Figura 3.9: Mediana de los desarrollos laterales de luz Cherenkov para energías fijas y para varios niveles de observación. Cerca del core y de arriba hacia abajo las líneas representan a los niveles 600, 800, 900 y 1036 g/cm². a) rayos γ b) protones.

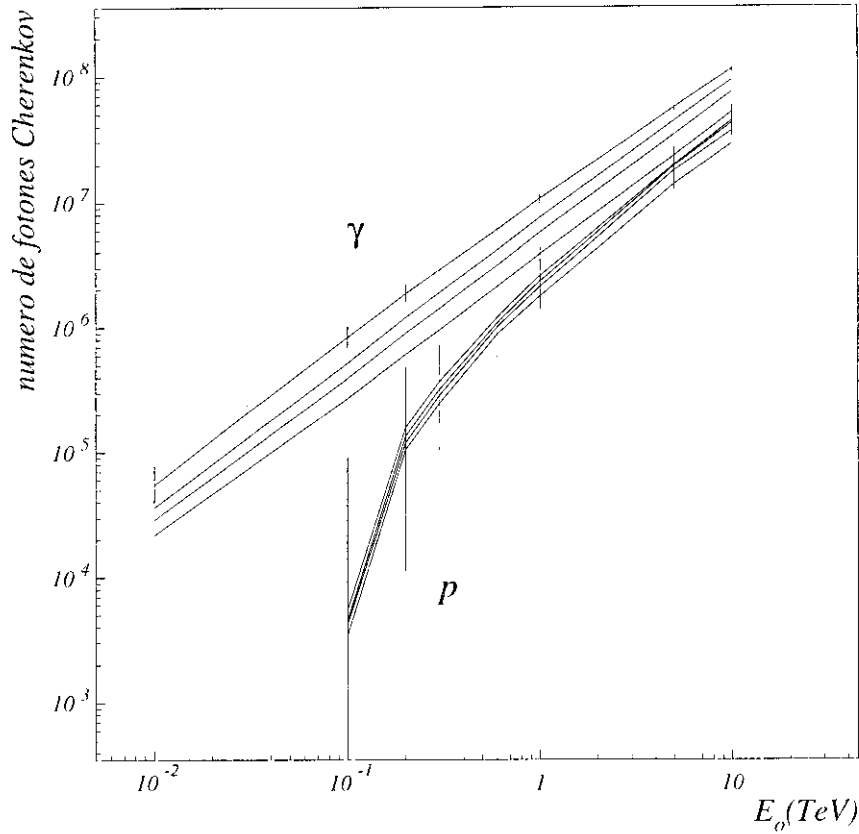


Figura 3.10: Número de fotones Cherenkov dentro de un radio de 150 m alrededor del eje de la cascada para primarios γ y protones en función de su energía. Las curvas continuas representan la mediana de la correspondiente distribución de fotones. Para ambos primarios las profundidades de observación son (de arriba hacia abajo) 600 g/cm², 800 g/cm², 900 g/cm², y el nivel del mar. Las barras verticales, las cuales solo se muestran para el nivel más alto, representan la anchura total (68% de probabilidad) de la distribución. Para el resto de niveles las anchuras de la distribución son del mismo orden de magnitud.

Haciendo uso del código MOCCA, Ong *et al* [14] han determinado el número total de fotones dentro de un radio de 150 m alrededor del eje de la cascada, producido por primarios γ y por protones en un rango de energía de este trabajo y a una altitud de observación de 600 m. La comparación con nuestros datos es difícil debido a que desconocemos el rango espectral de la radiación Cherenkov y el tipo de absorción que han tenido en cuenta para sus simulaciones. Bajo la suposición de que las fluctuaciones en la cantidad de luz, no son afectadas fuertemente por las propiedades de la simulación,

hallamos que el cociente entre la desviación típica y la media es de 34% a 100 GeV para una cascada γ , mientras que nuestra simulación arroja un valor de 25% para el mismo primario y nivel de observación.

Finalmente, Hillas [23] ha publicado resultados sobre desarrollos laterales (fotoelectrones frente a la distancia al core) para cascadas γ y cascadas iniciadas por protones con un ángulo de incidencia de 25° a 2300 y 0 m por encima del nivel del mar. La comparación es también difícil debido al distinto ángulo de incidencia y a que desconocemos la eficiencia cuántica y el intervalo espectral que nos permitiría transformar los fotoelectrones en fotones.

3.2.1 Fluctuaciones

Como ya mencionamos, la anchura de la distribución del número de fotones da una medida de las fluctuaciones estadísticas esperadas de la luz Cherenkov. Se ha calculado el ancho total de estas distribuciones dividida por el valor de la media correspondiente $\omega_{tot} = (W_r + W_l)/m$. La figura 3.11 muestra ω_{tot} en función de r para cascadas γ en cuatro altitudes de observación. De esta figura (ver también figuras 5 y 7) se puede ver que, el tamaño de la fluctuación depende de la distancia al eje de la cascada y que las fluctuaciones en cascadas γ alcanzan un mínimo cerca de la posición del *hump* en concordancia con los resultados de Sinha [21] y Hillas [23]. Tal como ya fue puntualizado [10],[16],[19],[23] la luz Cherenkov en la posición del *hump* no es muy sensible a las fluctuaciones en el desarrollo longitudinal de la cascada y por lo tanto la intensidad de luz cerca del *hump* provee una buena medida de la energía del rayo γ primario.

La figura 3.11 muestra que este mínimo, el cual es más significativo a altas energías, tiene lugar en un valor de r el cual decrece con la energía primaria, particularmente a niveles altos de observación. De otro lado, la figura 3.8 muestra que, como es bien sabido, las fluctuaciones en cascadas iniciadas por protones son mucho mayores que en cascadas γ . Aunque las fluctuaciones no dependen fuertemente de r en cascadas iniciadas por protones, a una energía de 10 TeV se alcanza un mínimo en la posición del *hump*.

El origen de las fluctuaciones en la distribución lateral de luz Cherenkov mostrado anteriormente es doble. En primer lugar, las fluctuaciones en el desarrollo longitudinal de la cascada induce fluctuaciones en el desarrollo lateral de luz Cherenkov. De aquí en adelante esas fluctuaciones las denominaremos fluctuaciones *intrínsecas* de la cascada. Por otro lado, existen otro tipo de fluctuaciones asociados con el muestreo de la luz. En nuestra simulación, como en la recogida de datos experimentales, la densidad de luz es determinada

a través del conteo de fotones que llegan a cierto área de muestreo A_s (e.g. el espejo del telescopio).

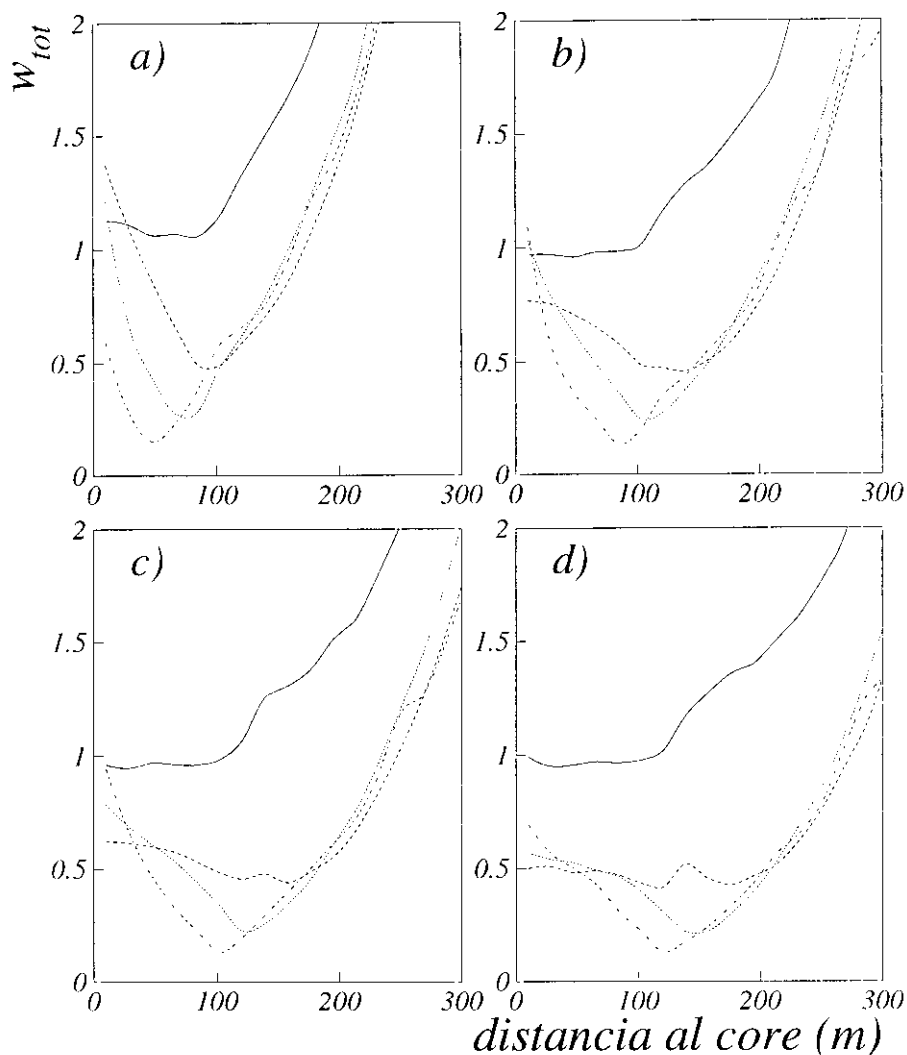


Figura 3.11: Fluctuación total de la densidad de luz en función de la distancia al core para cascadas γ de 0.01 (continua), 0.1 (quebrada), 1 (punteada) y 10 TeV (mixta) a cuatro niveles de observación: 600 g/cm² (a), 800 g/cm² (b), 900 g/cm² (c) y nivel del mar (d). Las ordenadas representan la anchura total (68% de probabilidad) de la distribución de luz dividida por el valor medio. Los máximos y mínimos locales son debidos a fluctuaciones de ω_{tot} debido a las limitaciones de la estadística por lo tanto no tienen significado físico.

Para una cascada individual, el muestreo a una distancia r (i.e. mediciones de ρ alrededor del eje de la cascada) origina fluctuaciones las cuales se incrementan al decrecer A_s . En la figura 3.4 puede verse que este tipo de fluctuaciones, denominadas en este trabajo fluctuaciones de *muestreo*, son particularmente importantes para cascadas iniciadas por protones con energías bajas. Como se mencionó anteriormente, para nuestros cálculos hemos elegido $A_s = 25m^2$ el cual es un valor típico para muchos telescopios Cherenkov que en el presente están en construcción o en proyecto.

Para un tipo de cascada dado (ver sección 3.1) y un valor fijo de r , nuestras simulaciones proporcionan un conjunto de valores de densidad de luz $\rho_{i,j}$ donde el sub-índice i está asociado con una cascada individual, mientras que j corresponde a una celda específica de $25 m^2$ para la cual la densidad fue determinada. Obviamente los valores de j crecen con r . Si definimos ω_{tot} como el ancho total de la distribución de valores de $\rho_{i,j}$ (i.e $W_d + W_i$) dividido por el valor medio de la distribución m . Entonces ω_{tot} es una medida porcentual de las fluctuaciones (asociadas con un 68% de probabilidad).

Con el fin de separar las contribuciones individuales a las fluctuaciones, debidas al muestreo y a las fluctuaciones intrínsecas de las cascadas procedimos de la siguiente manera. Para cada cascada individual k la distribución de ω_{tot} fue desplazada a un valor común. Luego, todas estas distribuciones desplazadas fueron sumadas y divididas por m (i.e valor medio de la distribución de ω_{tot}). La anchura de la distribución resultante ω_{sam} proporciona una medida de las fluctuaciones debidas al muestreo (68% de probabilidad). A modo de ejemplo en la figura 3.12 comparamos esta distribución con la correspondiente a los valores de $\rho_{i,j}/m$ para cascadas γ a 50 m de distancia. De esta figura podemos inferir que el efecto del muestreo puede llegar a ser muy importante si se consideran valores bajos de energía primaria. Finalmente, para cada cascada individual k se ha calculado la mediana de la densidad de luz dividida por m usando los datos de todas la celdas correspondientes a un valor dado de r . Esta distribución proporciona una medida de las fluctuaciones intrínsecas ω_{int} , debido a que se ha removido gran parte de la contribución de las fluctuaciones de muestreo con el uso de la mediana de la distribución de la densidad de luz.

La tabla 3.2 muestra los resultados de ω_{tot} , ω_{sam} y ω_{int} las cuales fueron obtenidas para valores de r de 50, 130 y 200 m a tres niveles de observación 600, 800 y 1036 g/cm². De esta tabla se puede ver que la contribución de las fluctuaciones de muestreo se incrementan al moverse hacia valores bajos de energía y valores altos de de distancia al core. Estas fluctuaciones son particularmente relevantes más allá de la posición del *hump* para cascadas

iniciadas por primarios de baja energía. Los valores inesperadamente bajos de ω_{sam} para protones de 0.1 TeV se deben al hecho de que en muchas ocasiones las celdas no reciben luz y por lo tanto la distribución es muy picada en cero.

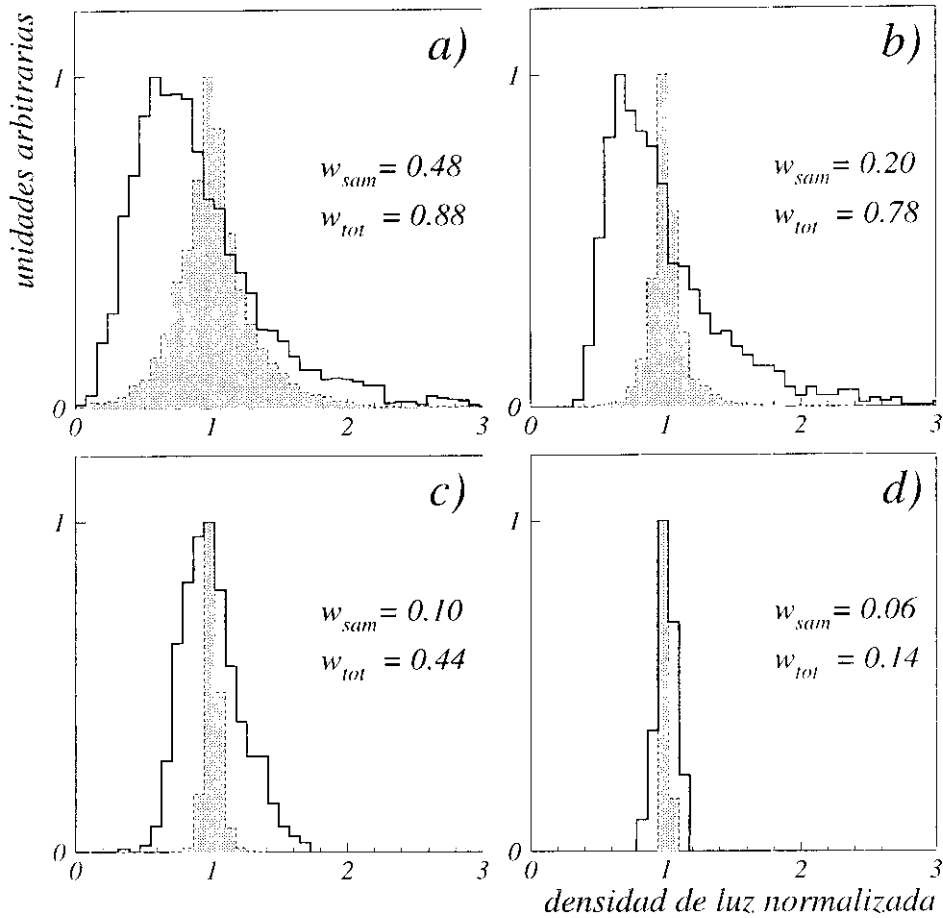


Figura 3.12: Distribución de la densidad de luz normalizada a una distancia de 50 m del eje de la cascada dividida por su valor medio para cascadas γ con energía de : a) 0.01; b) 0.1; c) 1; y d) 10 TeV . La línea continua representan las fluctuaciones totales mientras que la línea quebrada (región sombreada) representan las fluctuaciones de muestreo en una celda de 25 m^2 (ver texto) . Los valores correspondientes de las anchuras de las distribuciones (ω_{tot} y ω_{sam} también se muestran.

La tabla 3.2 muestra que para cascadas producidas por rayos γ de $E_0 \leq 0.1 \text{ TeV}$, las fluctuaciones de muestreo son importantes. Este resultado está en desacuerdo con los publicados por Sinha [21] de acuerdo con los cuales,

las fluctuaciones de muestreo a 0.1 TeV son despreciables comparadas con las fluctuaciones intrínsecas para un área de muestreo de 1 m^2 el cual es aún más pequeño que el nuestro.

Como ya mencionamos en la sección 3.2, a energías primarias altas los fotones Cherenkov fueron agrupados en *bunches* antes de ser transportados hasta el nivel de observación con el fin de ahorrar tiempo de computación. Este procedimiento puede incrementar artificialmente las fluctuaciones estadísticas. En lo que sigue a continuación estimaremos la magnitud de este incremento. Si asumimos que g es el número de fotones por *bunch*. El efecto de este agrupamiento es el de reemplazar un conjunto de g fotones de la cascada real (producida en cierta longitud de camino del electrón) por un único fotón con peso g en la cascada de fotones agrupados. Debido a que el ángulo azimutal Cherenkov es elegido aleatoriamente y a que la altura de producción es usualmente mucho mayor que la extensión de la cascada a nivel de observación, se espera que los fotones correspondientes a un *bunch* dado sean uniformemente distribuidos en el nivel de observación en una cascada real. Por lo tanto, el efecto que produce el agrupar fotones durante el proceso de simulación puede ser determinado como sigue: Para un área de muestreo dado la probabilidad de que un fotón en una cascada real venga en un *bunch* en una cascada agrupada es $1/g$. Si asumimos que n es el número de fotones individuales que llegan a un área de muestreo. Luego, la probabilidad de tener N *bunches* en este área es viene dado por la distribución binomial

$$P(N) = \binom{n}{N} \left(\frac{1}{g}\right)^N \left(\frac{g-1}{g}\right)^{n-N} \quad (3.1)$$

El valor medio de esta distribución es n/g y la varianza es $n(g-1)/g^2$. El número de fotones se Reconstruye a partir de los *bunches* de la cascada agrupada como gN . Por lo tanto para un valor dado de n el aumento artificial de las fluctuaciones por efectos del agrupamiento de fotones viene dado por

$$\omega_{bunch} = 2\sqrt{\frac{g-1}{n}}. \quad (3.2)$$

Para cascadas iniciadas por protones de baja energía los fotones producidos por muones cerca del nivel de observación es recolectado por un número bajo de celdas de muestreo (ver plots 1c, 1d, 2c y 2d en la figura 3.4) por lo tanto el efecto del agrupamiento de fotones (*bunching*) se espera que sea menor de lo que predice la ecuación 3.2. Hemos estudiado también el efecto del *bunching* comparando las fluctuaciones con grupos de cascadas para las cuales no se ha efectuado el *bunching*.

Profundidad (g/cm^2)	r (m)	GAMMAS Energía (TeV)				PROTON Energía (TeV)		
		10^{-2}	10^{-1}	1	10	10^{-1}	1	10
600	50	0.68	0.72	0.44	0.14	1.02	1.20	0.70
		0.48	0.20	0.10	0.06	0.14	0.40	0.20
		0.88	0.78	0.44	0.14	1.08	1.36	0.70
	130	0.64	0.46	0.70	0.72	0.64	1.10	0.96
		0.98	0.40	0.20	0.10	0.22	0.86	0.32
		1.24	0.64	0.72	0.72	1.24	1.60	1.12
	200	0.94	1.06	1.32	1.24	0.50	1.42	1.32
		1.18	0.58	0.48	0.24	0.22	1.04	0.58
		1.74	1.28	1.40	1.36	1.14	2.00	1.58
800	50	0.62	0.60	0.62	0.32	1.06	1.18	0.68
		0.54	0.16	0.10	0.06	0.16	0.32	0.14
		0.88	0.64	0.62	0.34	1.28	1.26	0.76
	130	0.74	0.28	0.28	0.46	0.74	0.90	0.60
		0.80	0.34	0.14	0.06	0.24	0.72	0.22
		1.10	0.46	0.34	0.40	1.04	1.20	0.64
	200	0.66	0.58	0.86	0.84	0.60	1.24	0.98
		1.14	0.44	0.30	0.12	0.28	1.00	0.44
		1.42	0.74	0.88	0.86	0.94	1.72	1.14
1036	50	0.60	0.42	0.48	0.40	1.12	1.00	0.82
		0.60	0.16	0.12	0.04	0.16	0.34	0.12
		0.88	0.46	0.48	0.44	1.26	1.12	0.84
	130	0.72	0.32	0.20	0.12	0.78	0.84	0.56
		0.62	0.24	0.12	0.06	0.26	0.58	0.14
		0.98	0.42	0.24	0.12	1.04	1.04	0.58
	200	0.58	0.28	0.36	0.52	0.64	0.88	0.66
		1.02	0.38	0.22	0.10	0.30	0.92	0.32
		1.26	0.48	0.44	0.50	0.94	1.38	0.74

Tabla 3.2 Anchura de la distribución lateral de luz Cherenkov a tres distancias radiales (50, 130 y 200 m) medidos con un área de muestreo de $25m^2$ para rayos γ y para protones tal como se observaría a tres distintas profundidades. En cada caja los números son (de arriba hacia abajo) la anchura asociada con las fluctuaciones intrínsecas del desarrollo de la cascada w_{int} , las asociadas con las fluctuaciones en el muestreo w_{sum} , y la anchura total de la distribución de la densidad de luz w_{loto} (ver el texto para definiciones precisas)

Los resultados de esta comparación son consistentes con las predicciones de nuestro modelo. En efecto la predicciones de los valores de ω_{bunch} , realizadas con la fórmula 3.2, son mayores que las obtenidas en la anterior comparación por un factor menor que 1.3.

Mientras que ω_{bunch} sea mucho menor que ω_{tot} nuestra estimación de las fluctuaciones totales no serán afectadas por el *bunching*. Por otra parte nuestras predicciones acerca del rol de las fluctuaciones intrínsecas y de muestreo son confiables mientras que ω_{bunch} se mucho menor que ω_{sam} y ω_{int} . De la figura 3.6 y 3.8 pueden inferirse facilmente los valores de n para todos los tipos de cascada. Por otra parte, tomando en cuenta que $g \leq 10$ para todas nuestras cascadas agrupadas (1 y 10 TeV) puede comprobarse fácilmente, que los anteriores se verifican totalmente para todas las cascadas iniciadas por protones. Para rayos γ ω_{bunch} es mucho menor que ω_{tot} para todas la energías y distancias radiales, sin embargo, con mucha frecuencia nuestro nuestra estimación de ω_{sam} es crecana a la correspondiente predicción de ω_{bunch} asumiendo $g = 10$ a cual nos da un límite superior para las fluctuaciones artificiales debidas al *bunching*.

En suma los resultados de la tabla 3.2 acerca de ω_{tot} y ω_{int} básicamente no son afectados por nuestro procedimiento de aceleración. Sin embargo, para cascadas γ de energías 1TeV y 10 TeV se espera que ω_{sam} sean aún menores que las predicciones de la tabla 3.2.

3.3 Eficiencia de detección

Como mencionamos en la sección 3.1, un objetivo de suma importancia para la astrofísica consiste en disminuir la energía umbral de los telescopios de rayos γ situados en tierra. La cantidad mínima de pulsos de luz Cherenkov que puede ser detectado por un telescopio es limitado por las fluctuaciones poissonianas de la luz nocturna del cielo (LONS). La condición típica de trigger para telescopios de imagen Cherenkov requieren usualmente que un número dado de fotomultiplicadores (camera pixels) se disparen en una ventana de tiempo de alrededor de 10 nanosegundos cumpliendo ciertas condiciones impuestas a la intensidad de la señal y a la distribución en la cámara. Esta condición es suficientemente restrictiva para la LONS de modo que no se produzcan un excesivo ritmo de coincidencias accidentales, mientras que se mantiene un valor de energía umbral para rayos γ lo más bajo posible.

Un cálculo preciso de la energía umbral asociada a una condición de trigger dada requiere de una detallada simulación de las características del

correspondiente telescopio y por lo tanto esta fuera del alcance de los objetivos de este trabajo. Sin embargo, si asumimos que todas aquellas cascadas que verifican mínimamente una cierta condición de trigger, producen aproximadamente la misma densidad de luz Cherenkov en la localización del telescopio, los datos de nuestro Montecarlo pueden ser usados para calcular la eficiencia de detección. En efecto, hemos encontrado que la distribución de la densidad de luz asociada con una condición de trigger definida por hardware es bastante estrecha. En particular, al anchura de tal distribución es de alrededor del 10% de su valor medio para un telescopio de 20 m^2 con una condición de trigger de 20 fotoelectrones (eficiencia cuántica del 15%) dentro de un cúmulo de pixels que cubre un ángulo sólido de incidencia de 10^{-5} sr (ver [6]) para una detallada descripción de tal condición de trigger). Sin embargo, el valor medio de tal distribución para una cascada iniciada por un protón es con frecuencia ligeramente mayor que la correspondiente a una cascada γ (i.e para una densidad de luz dada la eficiencia de detección de cascadas producidas por protones es menor que para cascadas γ).

Asumiendo que ρ_{min} es la mínima densidad requerida para una condición de trigger dada hemos calculado para todos los tipos de eventos, la fracción de estos $P(r)$, los cuales producen una densidad de luz (promediado sobre cada celda de 25 m^2) mayor que 2, 10, 50 y 250 fotones/ m^2 . Los rangos anteriores de ρ_{min} cubre los valores correspondientes a los actuales telescopios bajando inclusive a valores correspondientes a las más optimistas expectativas para telescopios con áreas de detección grandes y altos niveles de eficiencia cuántica. La función $P(r)$ nos da la información necesaria para la determinación del área efectiva A_{eff} (i.e sección transversal para la detección de cascadas). Como ya mencionamos anteriormente, hemos registrado información hasta una distancia máxima de 350 m. Por lo tanto nuestra estimación del área efectiva es es

$$A_{eff} \approx \int_0^{350} 2\pi r P(r) dr \quad (3.3)$$

la cual es muy cercana a los valores para primarios de energías bajas o cercanas a la energía umbral, mientras que para altas energías la ecuación anterior sub-estima el área efectiva debido al límite impuesto al intervalo radial.

Las figuras 3.13 y 3.14 muestran los valores de A_{eff} (ecuación 3.3) frente a E_o como se espera encontrar a cuatro altitudes de observación para cascadas γ y cascadas iniciadas por protones, respectivamente. Como ya hemos dicho anteriormente, los resultados presentados en este trabajo corresponden a un telescopio con un espejo de 25 m^2 de área y un campo de visión total de 2.8° .

Una determinación precisa de A_{eff} a energías significativamente menores que la energía umbral requiere un gran número de eventos simulados. Con el fin de estimar las incertidumbres que se esperan debido a nuestra limitada estadística hemos procedido de la siguiente forma que pasamos a explicar. Para cada tipo de cascada la muestra de eventos fue dividida en dos submuestras, cada una de las cuales incluía la mitad del número total de los eventos. Luego comparamos las áreas efectivas calculadas con cada una de estas muestras (A_{eff1} , A_{eff2}). Hemos encontrado que en la situación más pesimista ($A_{eff} \leq 10^3 \text{ m}^2$) el cociente A_{eff1}/A_{eff2} alcanza un valor no mayor que 2.5, mientras que para áreas efectivas mas grandes este cociente es muy cercano a la unidad.

Las figuras 3.13 y 3.14 muestran que el área efectiva cae bruscamente por debajo de una cierta energía la cual es fuertemente dependiente de la condición de trigger (i.e ρ_{min}) como es de esperar. La pendiente de la función $A_{eff}(E_o)$ depende del tamaño de las fluctuaciones estadísticas de la densidad de luz Cherenkov. Estas fluctuaciones crecen para energías bajas como se muestra en las figuras 3.6 y 3.8 y de este modo para valores altos de ρ_{min} la pendiente de la eficiencia cae, y, para un valor dado de ρ_{min} la pendiente de la curva de eficiencia crece con la profundidad del nivel de observación.

Como es bien sabido, para una energía dada, las cascadas γ producen más energía que las cascadas iniciadas por protones, por consiguiente el área efectiva para cascadas γ A_{eff}^γ es básicamente más alta que para cascadas iniciadas por protones A_{eff}^p . Sin embargo, a energías primarias mucho menores que la energía umbral la situación frecuentemente se revierte debido a que las fluctuaciones estadísticas en cascadas iniciadas por protones son mucho mayores que las correspondientes a cascadas γ . Ya hemos mencionado, que para una densidad de luz típica una condición de trigger por Hardware favorece la detección de rayos γ frente a protones. Sin embargo, para nuestros cálculos hemos asumido una condición de trigger neutral, en consecuencia, los valores de A_{eff}^γ/A_{eff}^p que predecimos a partir de nuestra simulación, se espera que sean menores que las correspondientes a un telescopio Cherenkov real. De la comparación de las figuras 3.13 y 3.14 se infiere que el cociente A_{eff}^γ/A_{eff}^p alcanza un valor máximo para un valor de E_o el cual se incrementa con ρ_{min} como es de esperar. Puede también observarse que este cociente crece con la altitud del observatorio. Tanimori *et al* [11] haciendo uso de una condición de trigger realista han obtenido una dependencia similar para A_{eff}^γ/A_{eff}^p con la altitud del observatorio.

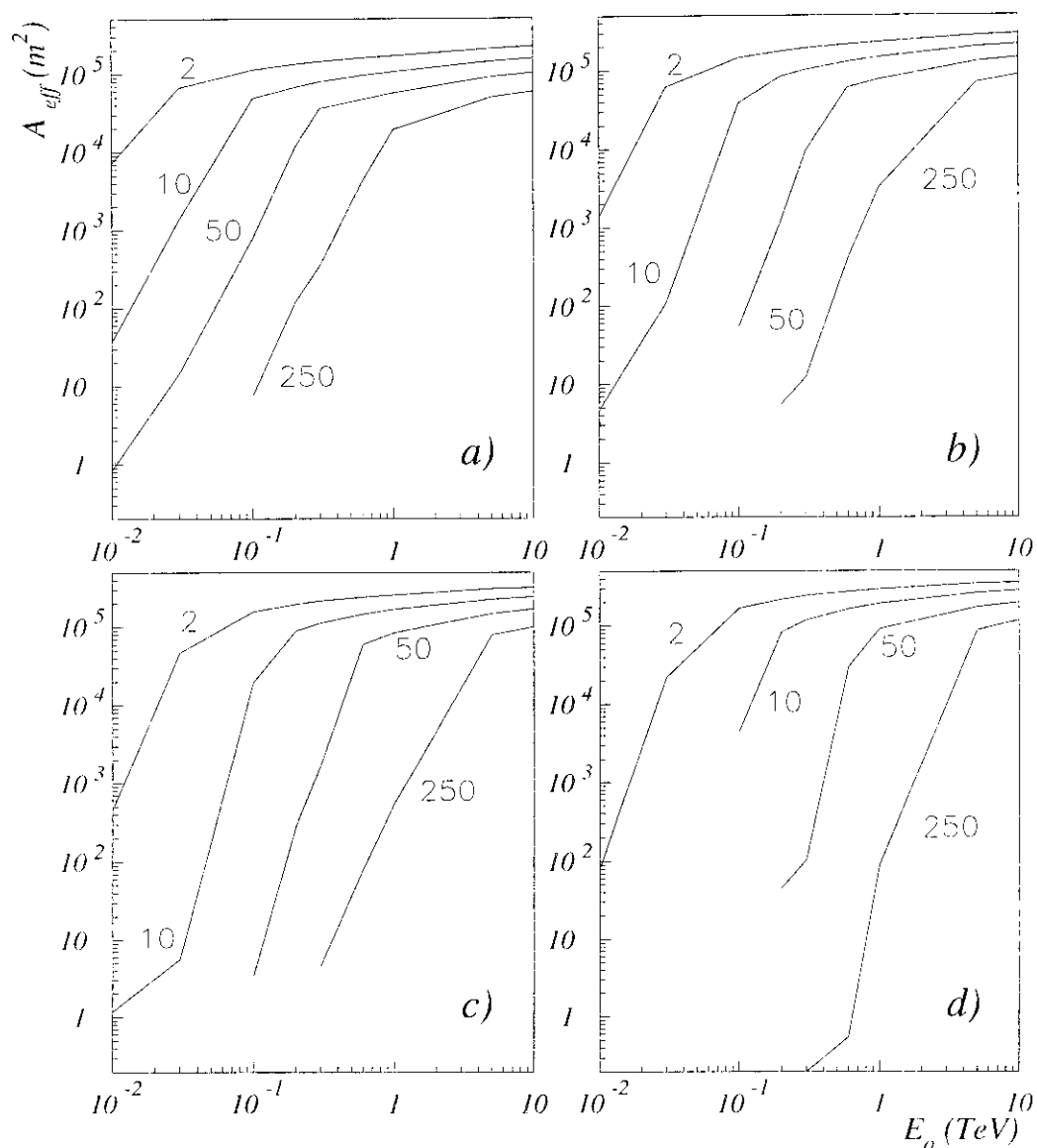


Figura 3.13: Área efectiva de colección (ecuación 3.3) para un telescopio de $25 m^2$ localizados en cuatro niveles de observación para rayos γ de incidencia vertical. Las condiciones de trigger asumidas están asociadas con valores de ρ_{min} de 2, 10, 50 y 250 fotones/ m^2 (ver texto). Las profundidades atmosféricas son : a) 600 g/m^2 ; b) 800 g/m^2 ; c) 900 g/m^2 ; y d) nivel del mar.

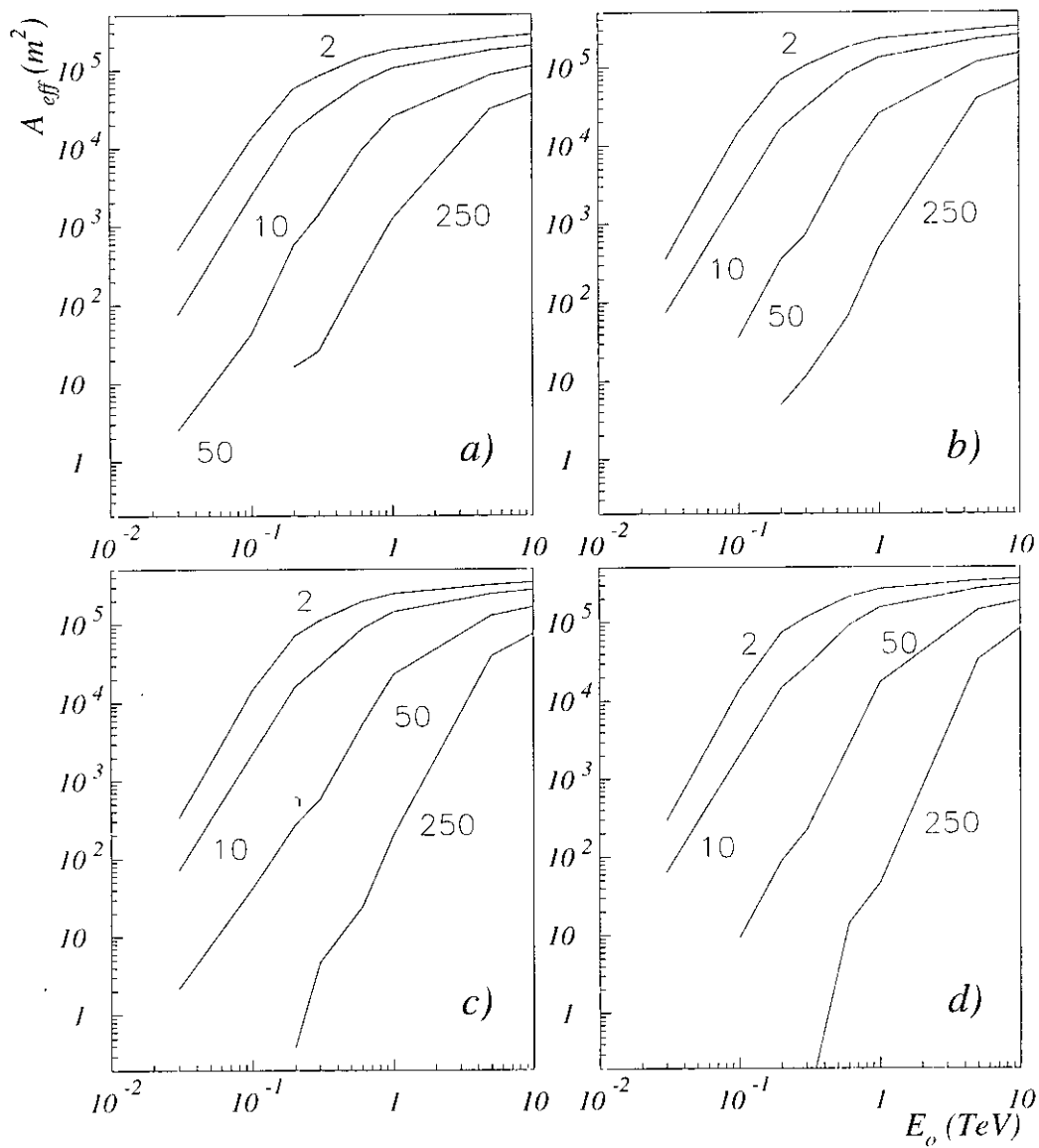


Figura 3.14: Lo mismo que la figura 3.13 para cascadas iniciadas por protones.

3.4 Conclusiones

Por medio de una simulación por Monte Carlo se han estudiado las propiedades de la luz Cherenkov que se produce en las cascadas atmosféricas extensa (EAS) iniciadas por rayos γ y por protones en incidencia vertical sobre la atmósfera. Se han considerado intervalos energéticos que son de interés para los actuales y futuros telescopios Cherenkov. Se presentan distribuciones radiales de luz Cherenkov para cascadas γ en rangos de energía de 0.01- 10 TeV y cascadas iniciadas por protones de 0.1-10 TeV como se esperan encontrar en niveles de observación que van desde los 600 g/cm² hasta el nivel del mar. Se ha estudiado el efecto de una aceptación angular limitada (campo total de vision 2.8°) sobre la densidad de luz Cherenkov. La densidad de luz decrece por un factor el cual crece con la altitud del nivel de observación y con el incremento de la energía primaria. En la posición del *hump* el porcentaje de decrecimiento va desde el 2% (30%) para rayos γ (protones) de baja energía a nivel del mar y hasta el 60% para para cascadas de 10 TeV a 600 g/cm² de profundidad.

Se muestra también la cantidad de luz dentro de un radio de 150 m como función de la energía, tanto para cascadas γ como para generadas por protones. Para rayos γ este número decrece rápidamente con la profundidad de observación comparada con lo que ocurre para protones.

Se reportan los resultados de las fluctuaciones de la densidad de luz, la cual fue medida en celdas de 25m². Para cascadas γ el tamaño de estas fluctuaciones alcanza un mínimo a una distancia del core (cerca del *hump*), el cual depende de la energía primaria y de la altitud de observación. Las fluctuaciones en la densidad de luz son debidas tanto a las fluctuaciones intrínsecas en el desarrollo de la cascada así como al muestreo del detector. Como se muestra en la tabla 3.2 las fluctuaciones debidas al muestreo de la señal no son despreciables en particular cuando las energías primarias son bajas.

Nuestros resultados nos han permitido estimar la dependencia del área efectiva con la condición de trigger, la energía primaria y la altitud de observación. De acuerdo con nuestros resultados, los telescopios instalados a gran altitud pueden alcanzar energías umbral bajas para rayos γ junto a un eficiente rechazo de cascadas iniciadas por protones, por efecto de la condición de trigger. Hemos de resaltar el hecho de que nuestros anteriores resultados estan basados en condiciones de trigger las cuales dependen unicamente de la densidad de luz Cherenkov. En un telescopio real la aplicación de una adecuada condición de trigger junto con un método de separación $\gamma/hadron$,

favorece la detección de rayos γ frente a protones. La dependencia de la eficiencia de tales técnicas con la profundidad atmosférica es un aspecto relevante que también debe tomarse en cuenta a la hora de determinar la altitud óptima en la que se ha de situar el telescopio. Estos resultados han sido objeto de publicación en [24],[25].

Bibliografía

- [1] J.W.CRONIN,*et.al*: *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **43** p.883 (1993)
- [2] T.C.WEEKES *Space Sciences Reviews* **59** p.315 (1992)
- [3] F.KRENNRICH AND R.C.LAMB: *Proc. Towards a Major Atmospheric Cherenkov Detector IV (Padova)* (edit. M. Cresti) p.405 (1995)
- [4] CAT COLLABORATION,*et.al* *Proc. 25th Int. Cosmic Ray Conf. (Durban)* **5** 89 (1997)
- [5] P.M.CHADWICK ,*et.al*: *Proc. Towards a Major Atmospheric Cherenkov Detector IV (Padova)* (edit. M. Cresti) p. 301 (1995)
- [6] AURIEMMA G,*et.al* ,*Astroparticle Phys.* **3** 215 (1995)
- [7] S.M. BRADBURY,*et.al*: *Proc. Towards a Major Atmospheric Cherenkov Detector IV (Padova)* (edit. M. Cresti) p. 277 (1995)
- [8] F.KRENNRICH AND R.C.LAMB: *Proc. Towards a Major Atmospheric Cherenkov Detector IV (Padova)* (edit. M. Cresti) p.405 (1995)
- [9] R.C. LAMB,*et.al*: *Proc. Towards a Major Atmospheric Cherenkov Detector IV (Padova)* (edit. M. Cresti) p.386 (1995)
- [10] M.PUNCH, *Proc. Towards a Major Atmospheric Cherenkov Detector IV (Padova)* (edit. M. Cresti) pp. 356 (1995)
- [11] T.TANIMORI,*et.al* *Proc. Towards a Major Atmospheric Cherenkov Detector III (Tokyo)* (edit. T. Kifune) p. 311 (1994)
- [12] T.TANIMORI,*et.al*: *Proc. Towards a Major Atmospheric Cherenkov Detector IV (Padova)* (edit. M. Cresti) p.316 (1995)
- [13] BAILLON ,*et.al* *Astroparticle Phys.* **1**, P.341 (1993)

- [14] R.A. ONG, *et.al* *Proc. Towards a Major Atmospheric Cherenkov Detector IV (Padova)* (edit. M. Cresti) p. 261 (1995)
- [15] R. PLAGA, *et.al* *Proc. 24th Int. Cosmic Ray Conf. (Rome)* **1** 1005 (1995)
- [16] J. QUEBERT, *et.al*: *Proc. Towards a Major Atmospheric Cherenkov Detector IV (Padova)* (edit. M. Cresti) p. 248 (1995)
- [17] F.C ANDRÉS, *et.al* *Proc. 16th ECRS. (Alcalá de Henares)* **5** (1998)
- [18] R.A MCCLATCHEY, *et.al* *Handbook of Optics ed. W G Driscoll (New York: McGraw-Hill) ch. 14 pp 1-65 (1978)*
- [19] J.R. PATTERSON AND A.M.HILLAS *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **9** p.1433-52 (1983)
- [20] M.V.RAO AND S.SINHA *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **14** p.811-27 (1988)
- [21] S.SINHA *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **21** p.473-86 (1995)
- [22] V.K SENECHA, *et.al*: *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **18** p.2037-50 (1992)
- [23] A.M.HILLAS : *Space Science Reviews* **75** p.17-30 (1996)
- [24] C.E.PORTOCARRERO AND F. ARQUEROS, : *Proc. Towards a Major Atmospheric Cherenkov Detector IV (Padova)* (edit. M. Cresti) p. 363 (1995)
- [25] C. E.PORTOCARRERO AND F. ARQUEROS *et.al*, *J.Phys.G: Nucl. Part. Phys.* **24** (1998) 235

Capítulo 4

Rango de Matrices de Contadores : $1 - 10^4$ TeV

Los rayos γ que llegan a la tierra con energías por encima del rango del TeV son de gran importancia astrofísica debido a que pueden proporcionar importantes pistas acerca del origen de los rayos cósmicos de muy alta energía. En este rango de energía los rayos γ cósmicos pueden ser detectados por medio de una matriz de contadores de electrones (usualmente centelladores). Como ya se mencionó en 1.3 la energía umbral de estas matrices decrece cuando se incrementa la altitud de los observatorios (aunque es también dependiente de la granularidad de los contadores). Mientras que la energía umbral a nivel del mar para cascadas iniciadas por rayos γ suele ser alta, mayor que 0.2 PeV, a alturas intermedias (por ejemplo la matriz de centelladores de HEGRA a 2200m s.n.m [1],[2]) es de alrededor de 25 TeV y a una altura de alta montaña (por ejemplo la matriz del Tibet 4300 m s.n.m [3]) puede decrecer hasta 3 TeV. Desafortunadamente ninguna fuente ha sido detectada convincentemente mediante esta técnica. Por tanto es necesario incrementar la sensibilidad de los actuales telescopios en este rango de energía.

El principal problema que se presenta cuando se intenta captar rayos γ cósmicos, es el abundante fondo de partículas hadrónicas que constantemente llegan a la tierra. Éstas partículas esconden las posibles señales de rayos γ , por tanto se hace necesario implementar algún mecanismo de discriminación entre éstas y los rayos γ . Las cascadas hadrónicas pueden ser discriminadas empleando contadores de muones puesto que la teoría predice que el contenido de muones en cascadas γ es significativamente más bajo que el correspondiente a cascadas hadrónicas. Desafortunadamente esta técnica no suele ser aplicable por debajo de los PeV debido a que el área de colección de los contadores de muones en tierra es restringido.

Hace algunos años se propuso el uso de matrices de contadores de luz Cherenkov atmosférica con gran aceptación angular (AICA's ¹) como telescopios de rayos γ [4] debido a su gran resolución angular comparada con las matrices de contadores de electrones [1], [5]. Los AICAs presentan también una muy buena resolución en la determinación de la energía [6] razón por la cual son herramientas muy útiles para la medida del espectro de energía de los rayos cósmicos. La colaboración HEGRA está usando con mucho éxito un sistema de contadores de este tipo (AIROBICC [5]). Recientemente la colaboración CASA ha instalado un matriz similar [7].

Una detallada simulación por Monte Carlo (MC) dió recientemente como resultado alentadoras predicciones acerca de las capacidades de separación γ/p de los AICAs, en particular, el llamado método light-electron-slope (LES) que se basa en la medida simultánea del tamaño de la cascada (i.e número total de electrones en tierra) y la distribución lateral de luz Cherenkov en tierra. En este trabajo [8] se incluye una detallada simulación que tiene en cuenta el efecto de un detector situado a 800 g/cm² en un intervalo de energía primaria de 20 - 500 TeV.

De acuerdo con los argumentos expuestos en [8] la capacidad de separación del método LES debe aumentar con X_{obs} y disminuir con la energía primaria. No obstante, un estudio detallado de la relación existente entre los parámetros físicos de la cascada X_{obs} , X_{max} , N_e^{max} , número de electrones en tierra N_e y de las propiedades de la distribución radial de luz Cherenkov, en un amplio rango de energía (1 - 10⁴ TeV) y a varias profundidades atmosféricas (500 - 1036 g/cm²), permiten afirmar que la dependencia de la capacidad del método LES con X_{obs} y E_o no es tan simple como se predice en [8], a partir exclusivamente en las propiedades del desarrollo longitudinal de la cascada. En este trabajo se demuestra que el desarrollo lateral tiene también una influencia importante. En este capítulo se estudian también las capacidades de otros dos métodos de separación γ /hadrón en los mismos rangos de X_{obs} y de E_o . En primer lugar se exploran las capacidades del método *sólo luz* que se basa en la determinación simultánea de la pendiente de $\rho_c(c)$ antes y después del *hump*. Por otro lado se estudia también el método *LES EXTERNO* que descansa en la medida de N_e y la pendiente de $\rho_c(c)$ más allá de *hump*. El último de estos métodos se propone por primera vez en éste trabajo.

Todos los resultados que se presentan en este capítulo se apoyan en las propiedades de las cascadas atmosféricas iniciadas por rayos cósmicos. Las propiedades de los EAS que más directamente están relacionadas con los

¹Angle Integrating Cerenkov Arrays

métodos objeto de estudio en éste capítulo se pueden englobar en tres, a saber: desarrollo longitudinal y lateral de la componente electromagnética y distribución radial de luz Cherenkov. Por tal razón, antes de iniciar el estudio de los métodos de separación γ/p , presentaremos resultados de simulación relacionados con éstas propiedades de interés directo en estos estudios.

4.1 Propiedades de la componente electromagnética de las cascadas

En el capítulo 1 ya se discutieron algunos procesos físicos que se producen durante la evolución de una cascada atmosférica extensa. Por lo tanto en lo que sigue enfocaremos nuestra atención únicamente en aquellos que tienen una relación directa con el objetivo del presente capítulo.

La figura 4.1 muestra el desarrollo longitudinal medio de electrones para cascadas iniciadas por rayos γ y por protones a energías de 10, 10^2 , 10^3 y 10^4 TeV y a distintas profundidades atmosféricas. En esta figura se observa que como es bien sabido las cascadas iniciadas por protones son en general mas largas que sus homólogas cascadas γ . Asimismo se observa que a medida que se incrementa la energía primaria se incrementa la profundidad de máximo desarrollo. No debemos olvidar que el desarrollo longitudinal de cascadas individuales, particularmente en cascadas iniciadas por protones están sujetas a grandes fluctuaciones (ver figura 1.10b).

En la sección 1.2 ya se discutió con algún detalle algunas propiedades de los desarrollos laterales de electrones. La característica que ahora nos interesa resaltar se refiere a la evolución que sufre el desarrollo lateral de electrones a medida que la cascada se va desarrollando. La figuras 4.2a y b muestran el desarrollo lateral normalizado a su valor en el “core” a varias profundidades atmosféricas, para una cascada individual iniciada por un protón y por un rayo γ respectivamente. Se puede apreciar en estas dos gráficas que los desarrollos se van aplanando a medida que aumenta la profundidad del nivel de observación debido a que el scattering múltiple Coulombiano va aleatorizando las direcciones de los electrones. Este efecto es más significativo en cascadas de rayos γ cuyas interacciones no están sujetas al alto momento transversal característica de los procesos hadrónicos. Las figuras 4.2c-e, nos permiten apreciar la diferencias existentes entre los desarrollos laterales de electrones correspondientes a cascadas γ y cascadas iniciadas por protones. Se observa que en general la pendiente de $\rho_e^\gamma(r)$ es mayor que la pendiente de $\rho_e^p(r)$ y que esta diferencia disminuye con la profundidad, hecho que tam-

bién puede ser entendido si tenemos en cuenta los efectos de la dispersión Coulombiana a medida que se desarrolla la cascada.

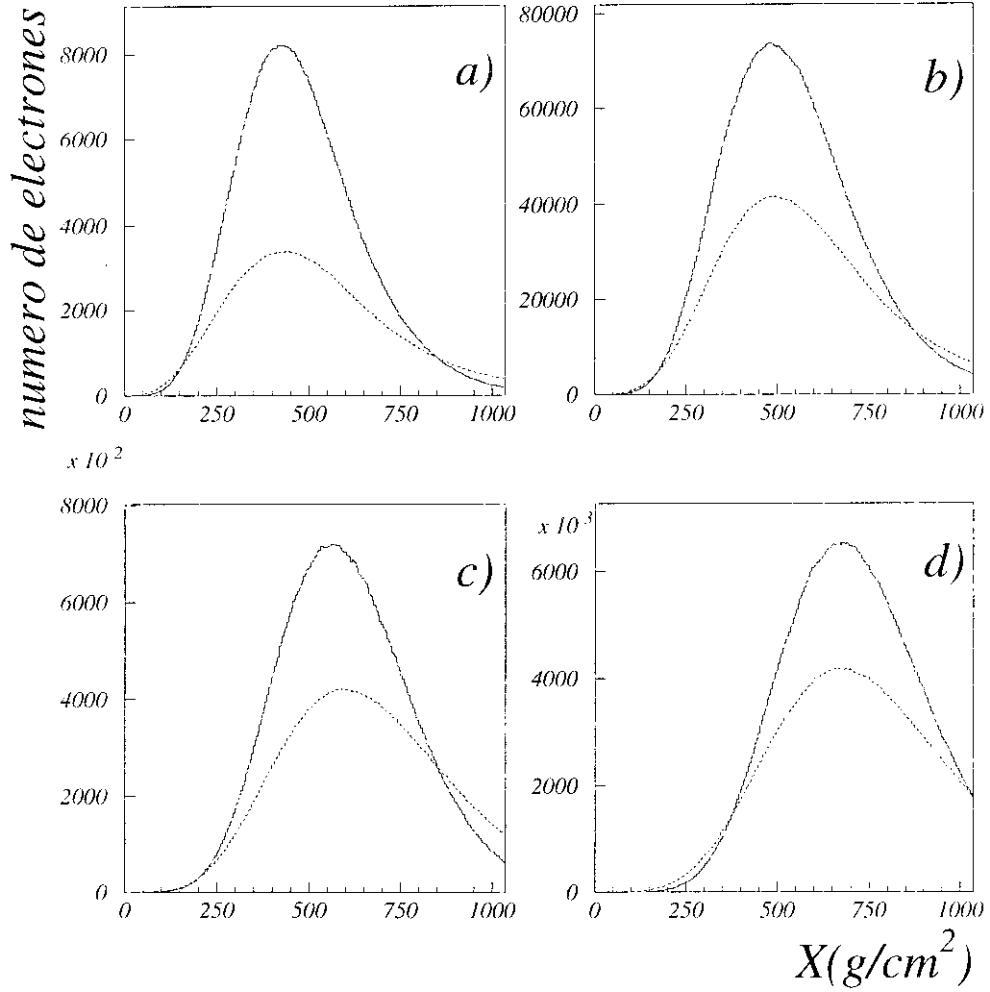


Figura 4.1: Desarrollos longitudinales promedio para primarios gamma (línea continua) y protón (línea quebrada) a energías de 10 TeV (a), 100 TeV (b), 1000 TeV (c) y 10^4 TeV (d).

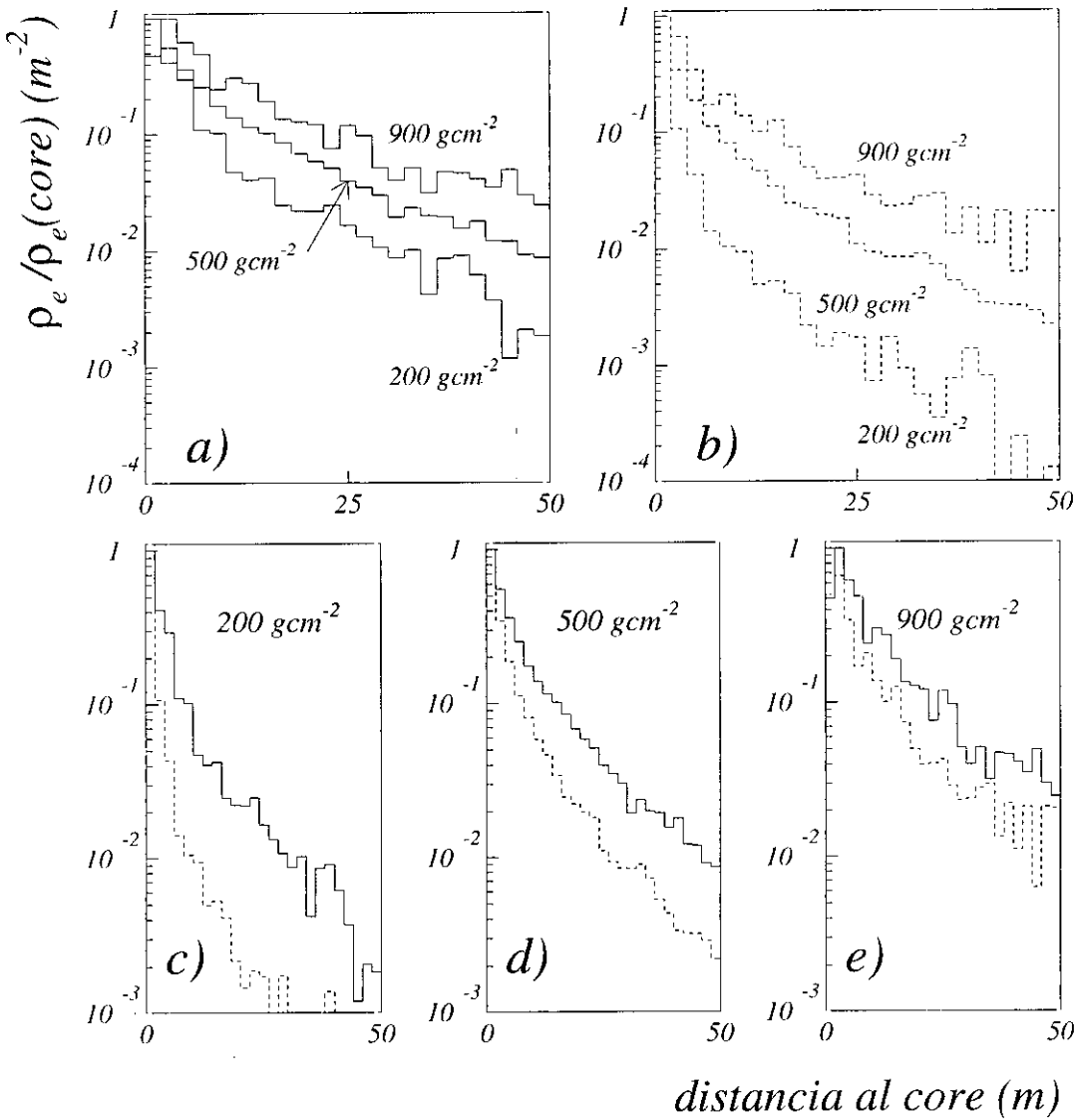


Figura 4.2: Desarrollos laterales de electrones a tres profundidades de observación correspondientes a cascadas individuales de 20 TeV, incidencia vertical y con la misma posición de máximo desarrollo iniciadas por un rayo γ (línea discontinua) y por un protón (línea conínua).

4.2 Propiedades de la componente de radiación Cherenkov

Para los fines que se persiguen en este capítulo, se ha elegido como intervalo espectral el comprendido entre los 350nm y 550nm que es típico para muchos fotomultiplicadores empleados en la detección de radiación Cherenkov atmosférica.

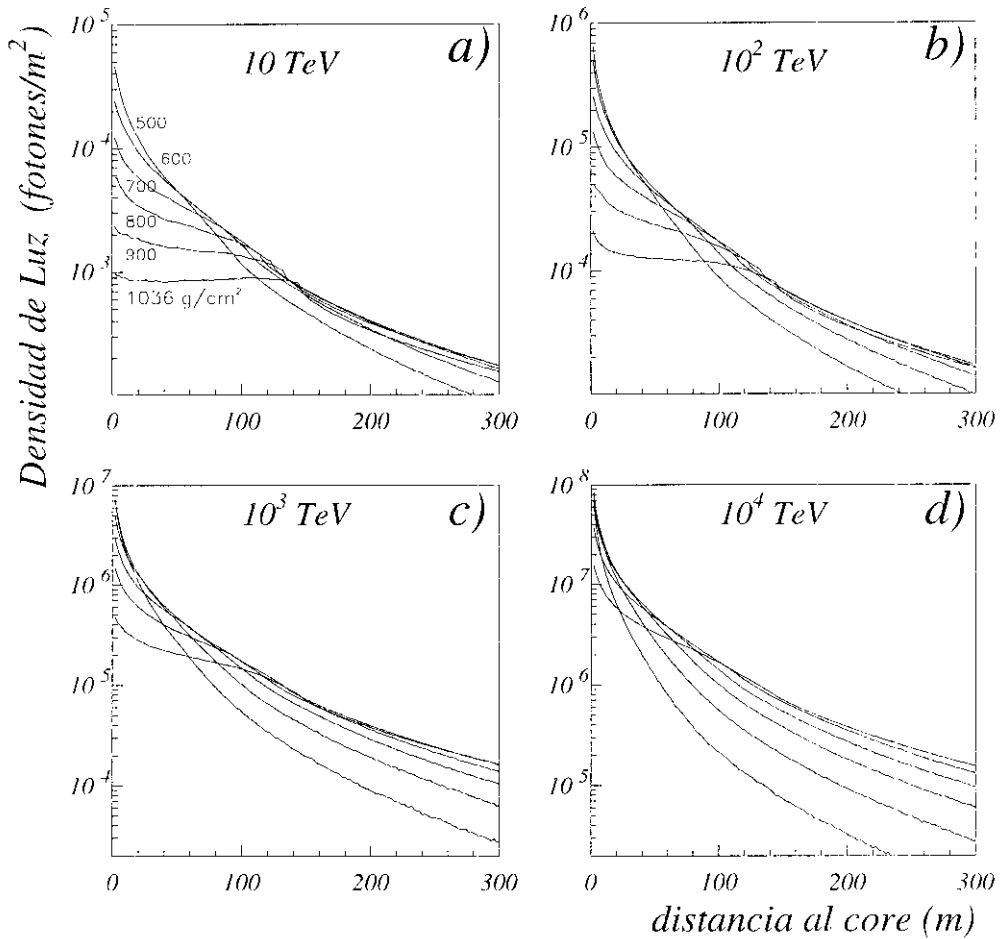


Figura 4.3: Distribución lateral de luz Cherenkov a varios niveles de observación producidas por cascadas iniciadas por rayos γ con energías primarias de 10, 100, 1000 y 10^4 TeV..

En este rango de energías la distribución radial de de luz Cherenkov se ha obtenido almacenando, a cada distancia del eje de la cascada, todos los

fotones que caen dentro de un anillo de 2 metros de espesor (δr). éste procedimiento es similar al que en la práctica emplean los arrays de contadores. A partir de estos datos se ha calculado para cada anillo el valor de la mediana de las densidades correspondientes de luz Cherenkov así como la anchura de las fluctuaciones. En las figuras 4.3, y 4.4 se muestran algunos resultados para la mediana² de la distribución lateral de luz Cherenkov a energías fijas y a 6 niveles de observación para cascadas iniciadas por rayos γ y protones respectivamente.

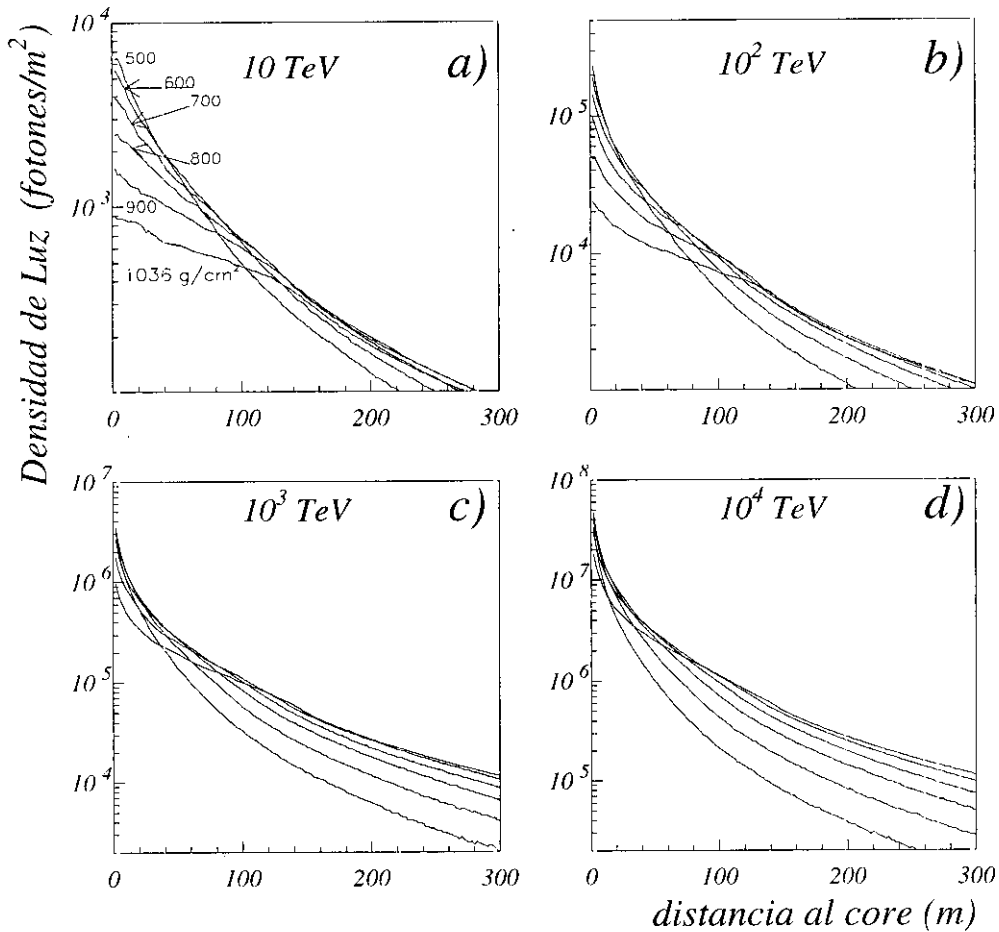


Figura 4.4: Distribución lateral de luz Cherenkov a varios niveles de observación producidas por cascadas iniciadas por protones con energías primarias de 10, 100, 1000 y 10^4 TeV..

²Se ha visto en la sección 3.2 que en distribuciones asimétricas la mediana es un parámetro más representativo que la media. Sin embargo para energías mayores que 10 TeV no existe gran diferencia entre ellas

En estas figuras se puede apreciar que el *hump* (ver sección 3.2) aparece en las posiciones esperadas para todos los niveles de observación y presenta todas las propiedades descritas en la sección 3.2. Podemos resaltar el hecho esperado de que cuanto mayor es $X_{obs} - X_{max}$ tanto más marcado es el *hump*. Es decir el *hump* es más visible a bajas energías y en observatorios de menos altitud. Una comparación entre las figuras 4.3 y 4.4 nos muestra que la pendiente de la distribución radial de luz Cherenkov decrece en mayor grado en cascadas iniciadas por rayos γ que en las iniciadas por protones a medida que se incrementa la profundidad del nivel de observación, las causas que producen esta diferencia se discuten ampliamente en la sección 4.3.

Las figuras 4.5 y 4.6 muestran además de la medianas de la distribución de luz Cherenkov, las barras de error que nos indican las fluctuaciones de la densidad de luz para cada distancia al eje de la cascada. Las barras de error superior e inferior indican la semianchura (34%) de la correspondiente distribución de luz (capítulo 3). Es decir el 68% de las cascadas simuladas se encuentran dentro de las franjas de estas figuras. Estas fluctuaciones se deben principalmente a las fluctuaciones del desarrollo longitudinal, esto es debido a que las fluctuaciones de muestreo para una cascada individual son mucho menores que las correspondientes a las que se producen entre las distintas cascadas (ver sección 3.2.1)[9].

En la zona radial comprendida entre el *core* y el *hump* ($r < r_h$), las fluctuaciones, para un nivel de observación dado, disminuyen con la energía, debido a que la distancia entre en nivel de observación y la posición de máximo desarrollo de la cascada $X_{obs} - X_{max}$ disminuye con la energía y por tanto las fluctuaciones en el desarrollo longitudinal son mayores. Las figuras 4.5 y 4.6 muestran que las fluctuaciones en la densidad de luz Cherenkov son significativamente pequeñas a ciertas distancias del core (cerca al *hump*) especialmente para cascadas γ . Por lo tanto la medida de la densidad de luz en estas regiones proporciona una buena determinación de la energía primaria [1]. En las figuras 4.4 y 4.7 puede verse que la distancia óptima al core (distancia para la cual el tamaño de barra alcanza un mínimo) decrece tanto con la energía primaria como con la altitud del nivel de observación siguiendo un comportamiento similar al de la posición del *hump*.

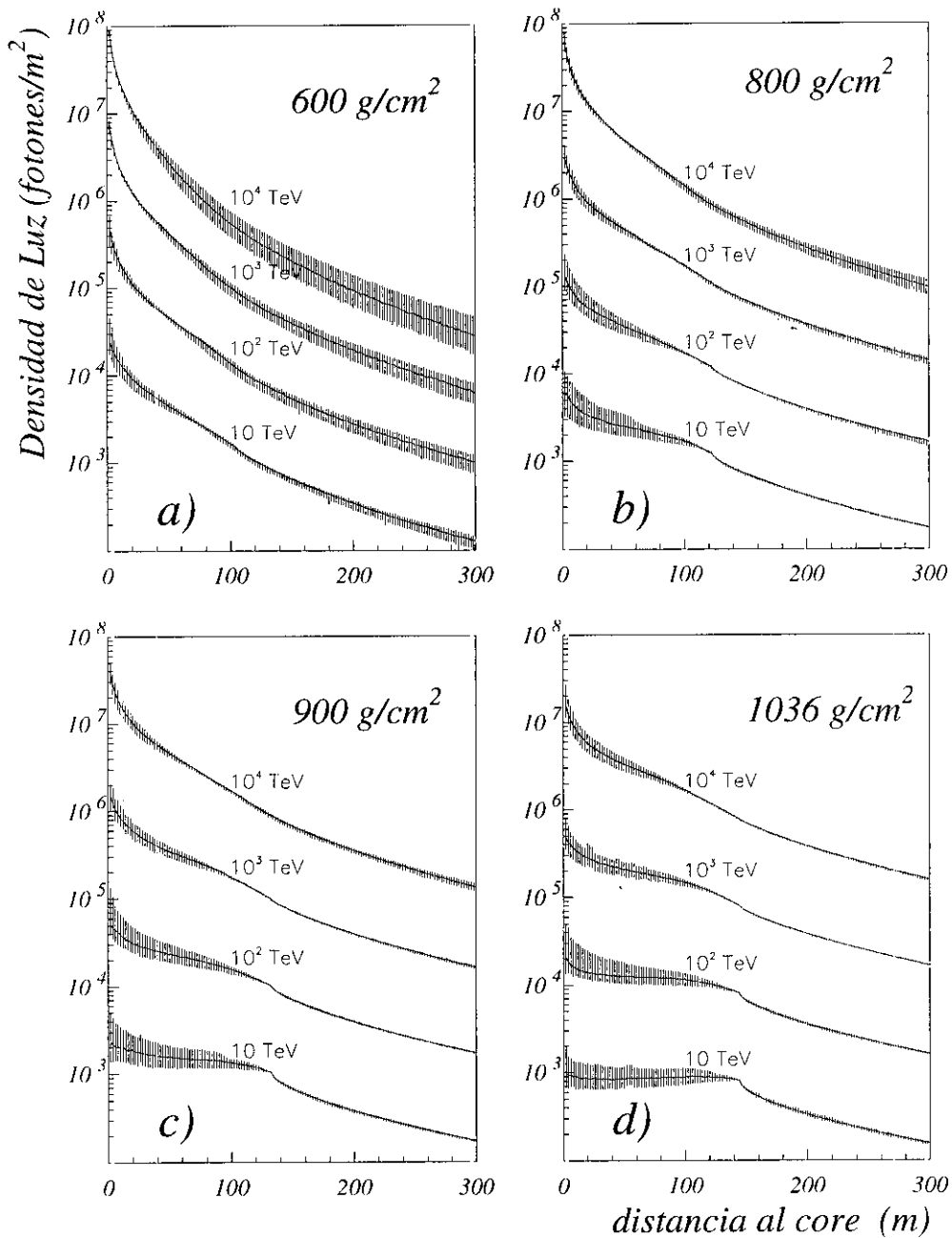


Figura 4.5: Fluctuaciones en la distribución lateral de luz Cherenkov para rayos γ con energías de 10, 10², 10³ y 10⁴ TeV.

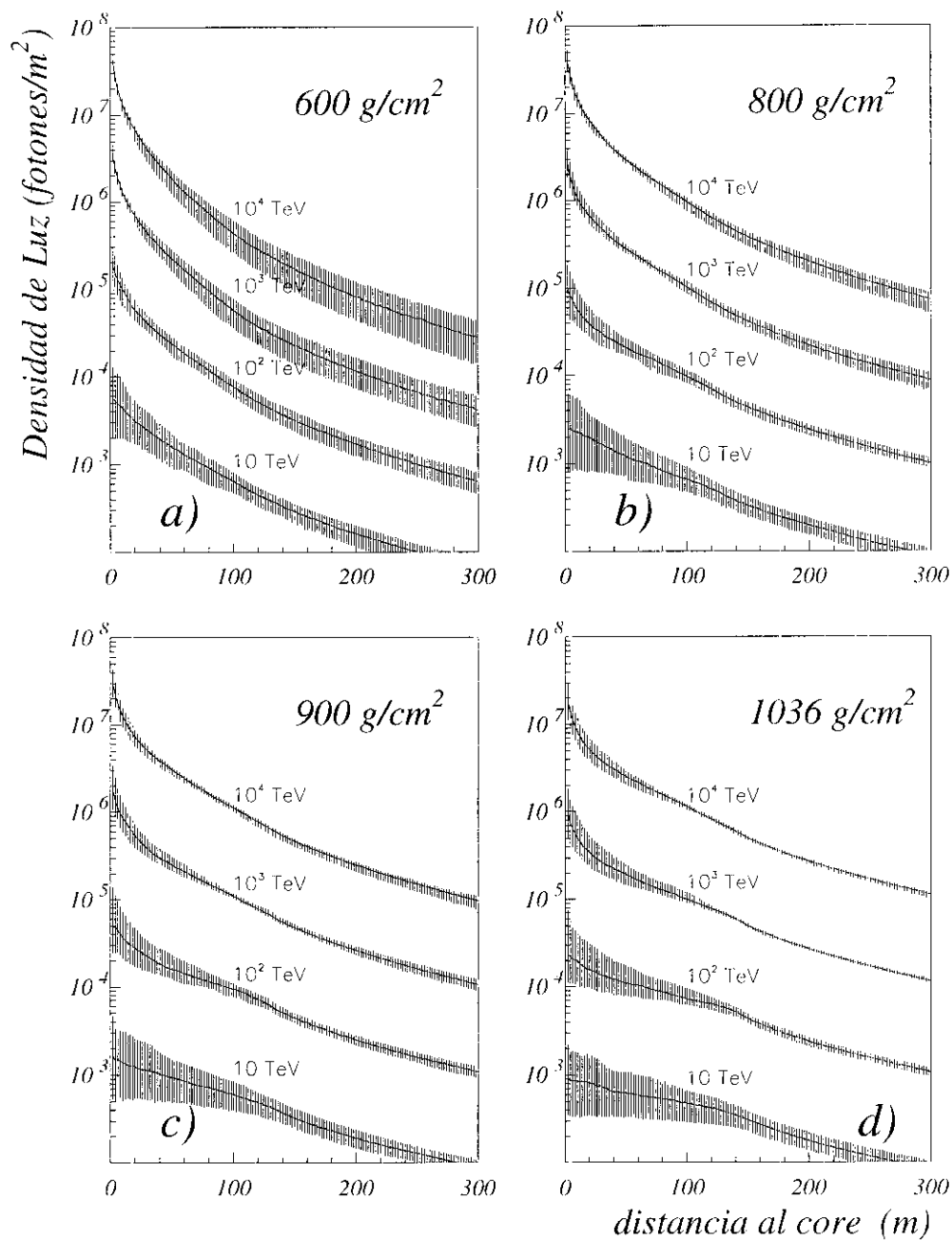


Figura 4.6: Fluctuaciones en la distribución lateral de luz Cherenkov para protones con energías de 10, 10^2 , 10^3 y 10^4 TeV.

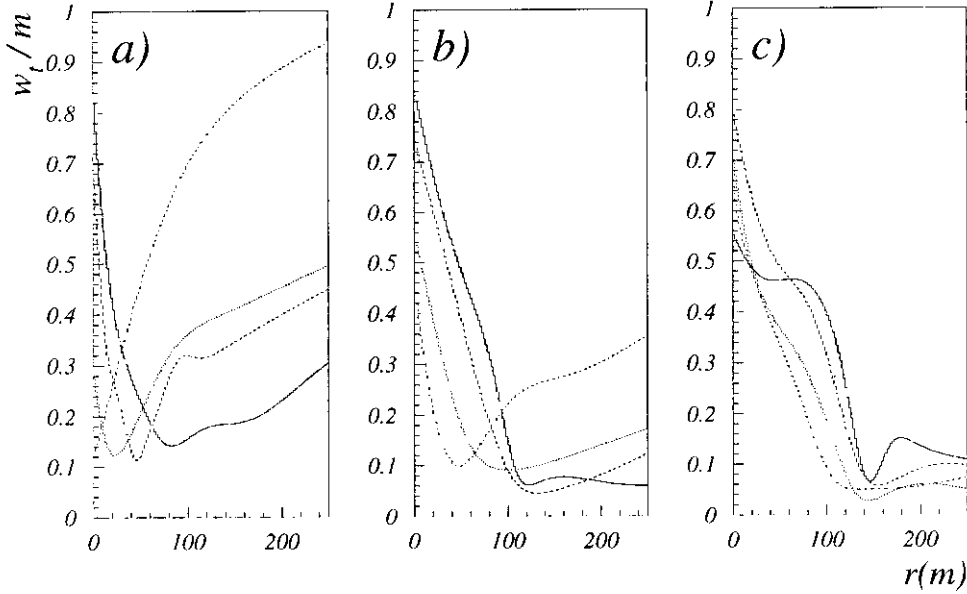


Figura 4.7: Anchura total de las fluctuaciones de la distribución radial de luz Cherenkov dividida por el valor medio, a tres niveles de observación: 600 g/cm² (a), 800 g/cm² (b) y nivel del mar (c). Las energías correspondientes son 10 TeV (línea continua), 100 TeV (línea quebrada), 1000 TeV (línea punteada) y 10⁴ TeV (línea mixta, puntos y rectas). Las curvas representan una suavización de los resultados obtenidos.

4.3 Métodos de separación gamma-protón

En esta sección estudiaremos las posibilidades que ofrecen tres métodos de separación γ/p a varios niveles de observación en el rango de energías que cubre el intervalo comprendido entre 1 y 10⁴ TeV. Debido a que el intervalo de energía es muy amplio, hemos juzgado conveniente dividir la muestra de cascadas en varios grupos correspondientes a sub-intervalos de energía. Considerando que en un experimento real la energía primaria es desconocida, y que sin embargo la densidad de luz en el hump (ρ_h) es una medida de la energía primaria E_o (dependiente del primario), los sucesos fueron agrupados en cuatro sub-muestras correspondientes a intervalos de ρ_h asociados a energías de rayos γ de 1 – 10 TeV, 10 – 10² TeV, 10² – 10³ TeV y 10³ – 10⁴ TeV. De acuerdo con nuestras simulaciones los intervalos correspondientes a cascadas iniciadas por protones son de 3-27, 27-190, 190-1650, 1690-10⁴

TeV a 600 g/cm², de 3-20, 20-170, 170-1400, 1400-10⁴ TeV a 800 g/cm², y de 21-180 (10-100 TeV gamma), 180-1550 (100-1000 TeV gamma), 1550-10⁴ (10³-10⁴ TeV gamma) TeV a nivel del mar. Para cada intervalo, se ha estudiado la separación γ /protón en aquellas altitudes de observatorios para los cuales los observables número de electrones en tierra (N_e) y densidad de luz Cherenkov ($\rho(r)$) puede ser medido con la actual o cercana tecnología.

4.3.1 Método LES

Los fundamentos físicos del método LES fueron establecidos en por Martin[8] y [10]. De forma resumida se puede explicar como sigue. Más allá de la posición de máximo desarrollo de la cascada, las cascadas iniciadas por hadrones se atenúan más lentamente que una cascada puramente electromagnética debido a que la longitud de interacción de los hadrones es mayor que la de los electrones (i.e las cascadas hadrónicas son más “largas” que las cascadas γ). Así, para un valor fijo de X_{max} (ver página 16) el valor del cociente N_e/N_e^{max} es más alto para cascadas iniciadas por hadrones (asumiendo que $X_{obs} > X_{max}$) (ver figura 4.8). De este modo, si fuera posible determinar el valor de estos parámetros sería posible distinguir las cascadas iniciadas por un rayos γ de aquellas iniciadas por hadrones. En la práctica el valor de N_e puede ser directamente medido por medio de una matriz de contadores de electrones, en tanto que N_e^{max} y X_{max} puede ser inferido de la distribución radial de luz Cherenkov $\rho(r)$ la que a su vez puede ser medido por un AICA.

Como muestra [1],[10] la magnitud N_e^{max} puede ser determinada a partir de la densidad de luz Cherenkov en la posición del hump. Por lo tanto, asumiendo que podamos seleccionar cascadas con el mismo valor de X_{max} , el cociente N_e/ρ_h se espera que sea más alta para cascadas iniciadas por protones comparadas con cascadas γ . Otra manera de estimar el valor de N_e^{max} es utilizar la fuerte correlación que existe entre N_e^{max} y la luz integrada definida como

$$L_{int} = \int_0^{r_h} \rho_c(r) dr \quad (4.1)$$

L_{int} resulta ser un observable más adecuado de N_e^{max} debido a que para un valor fijo de ρ_h , L_{int} crece con la luz cerca del core y por tanto crece también con N_e . Así, para un valor dado de X_{max} , las fluctuaciones del cociente N_e/L_{int} tienden a cancelarse. A partir de nuestra simulación hemos observado también, que la relación entre L_{int} y N_e^{max} depende ligeramente del tipo de partícula primaria de modo tal que usando L_{int} en lugar del valor

real de N_e^{max} la separación γ/p se ve favorecida.

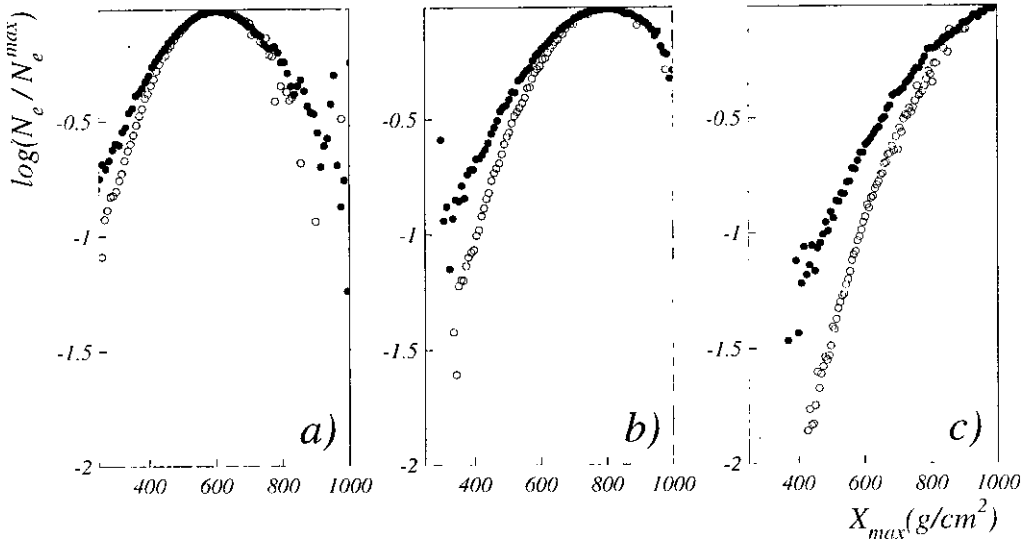


Figura 4.8: Número de electrones en tierra sobre número de electrones en el máximo de la cascada frente a la profundidad de máximo desarrollo como se espera a niveles de observación de 600 g/cm² (a), 800 g/cm² (b) y nivel del mar (c). Las partículas primarias son protones (puntos negros) y rayos γ (puntos blancos) en los rangos de energía de 1-10² TeV (a), 10-10³ (b) y 10² – 10⁴ TeV (c). Cada punto representa el valor medio de la distribución de valores de N_e/N_e^{max} para los eventos para un correspondiente valor de X_{max} .

La figura 4.9 muestra N_e/L_{int} frente a X_{max} tanto para cascadas γ como para cascadas iniciadas por protones, a una profundidad de observatorio de 600g/cm² en el intervalo de energía de 1 – 10 TeV (figura 4.9a) y 10 – 100 TeV (figura 4.9b). Las figuras 4.10 muestran los resultados correspondientes a 800 g/cm² en intervalos de energía de 10-100 TeV (figura 4.10a) y de 0.1-1 PeV (figura 4.10b). Las figuras 4.11a 4.11b corresponden al nivel del mar en intervalos de energía de 0.1-1 PeV y 1-10 PeV respectivamente. Los círculos representan los valores medios de la distribución de N_e/L_{int} correspondiente a un valor de X_{max} y las barras de error representan la desviación $\pm\sigma$.

En estas figuras (4.9-4.11) se puede observar algunas propiedades interesantes. Para cascadas con $X_{obs} > X_{max}$ la separación γ/p promedio (i.e distancia vertical entre círculos abiertos y cerrados figuras de 1 a 3) se incre-

mentan con $X_{obs} - X_{max}$, tal como es de esperar. Se observa tambien que las fluctuaciones estadísticas de N_e/L_{int} crecen con $X_{obs} - X_{max}$. Hemos encontrado que esta propiedad se debe a la fuerte correlación existente entre N_e y L_{int} a valores bajos de X_{max} . Por otro lado, de acuerdo con estas figuras, la separación γ/p promedio para cascadas que alcanzan su máximo desarrollo cerca o por debajo del nivel de observación (i.e $X_{obs} \leq X_{max}$) es despreciable y por lo tanto la separación γ/p podría no ser posible para estas cascadas. Adicionalmente las fluctuaciones de N_e/L_{int} son fuertes debido a a la alta fluctuación de N_e en estas cascadas (ver figuras 4.9 - 4.11).

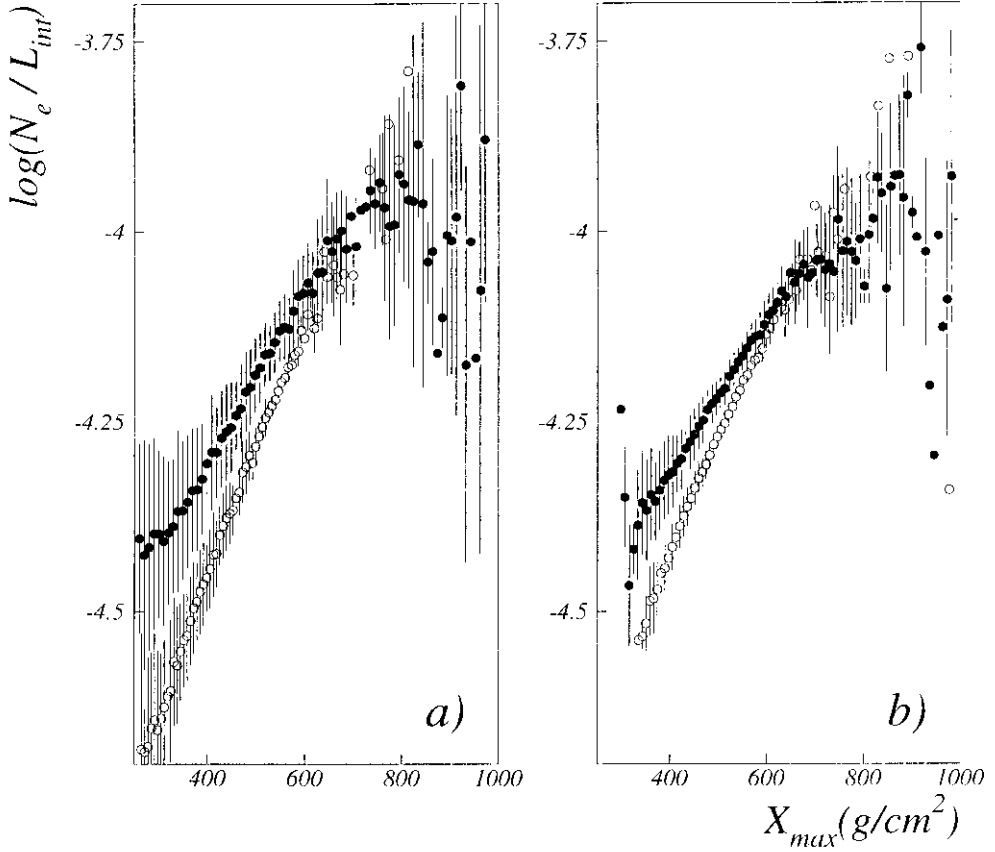


Figura 4.9: Número de electrones sobre luz Cherenkov integrada frente a la profundidad de máximo desarrollo para un observatorio situado a 600 g/cm². Los primarios son protones (círculos negros) y rayos γ (círculos blancos). Los símbolos representan el valor medio de la distribución de N_e/N_e^{max} a valores fijos de X_{max} y las barras de error representan las correspondientes fluctuaciones. Los intervalos de ρ_{hump} corresponden a rayos γ de energías de 1 – 10 TeV (a), 10 – 100 TeV (b).

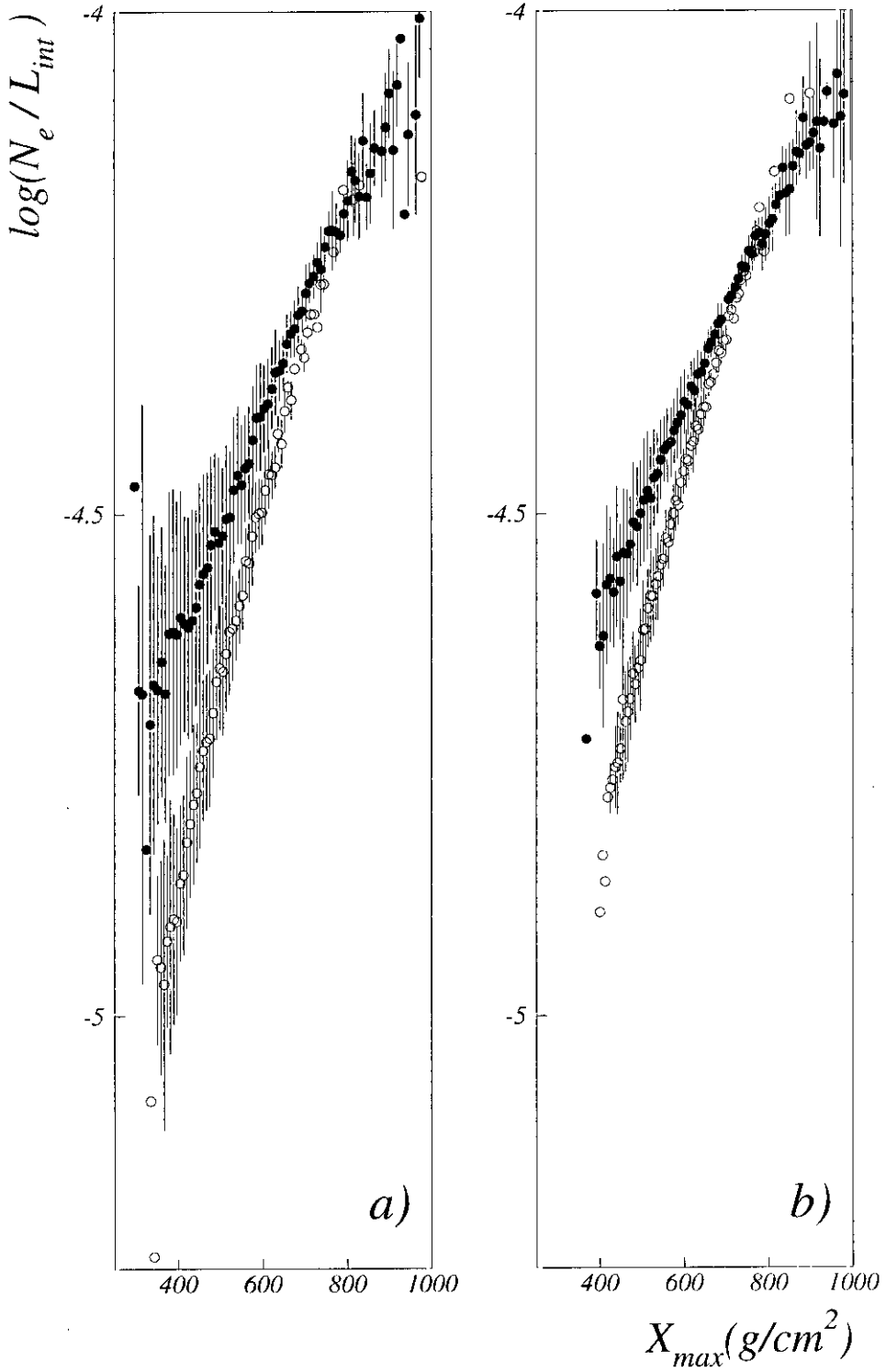


Figura 4.10: Lo mismo que en la figura 4.9 a 800 g/cm² y para rangos de energía (para rayos γ) de 10-100 TeV (a) y 100-1000 TeV (b).

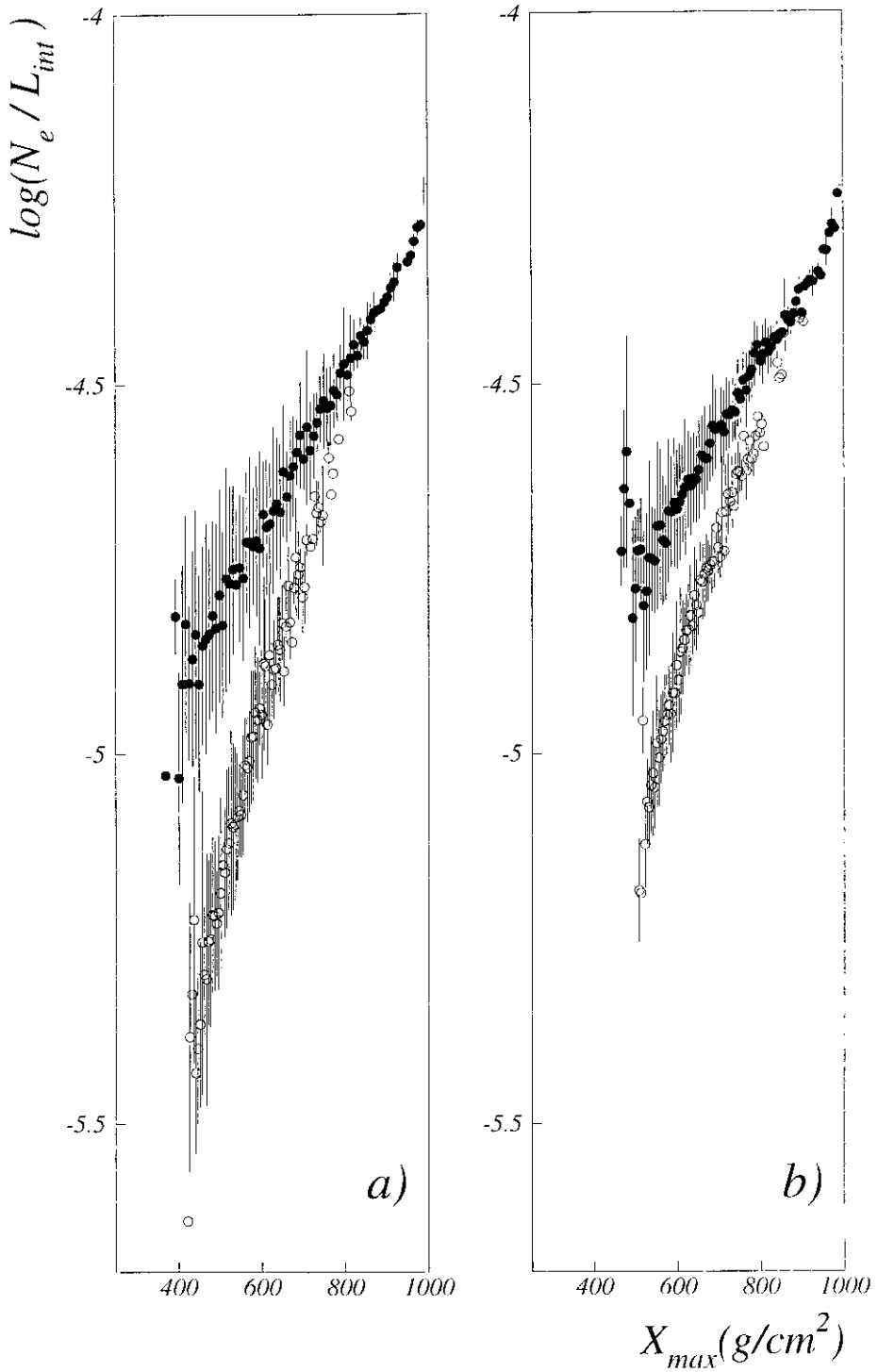


Figura 4.11: Lo mismo que en la figura 4.9 a nivel del mar y para rangos de energía (para rayos γ) de 0.1-1 PeV (a) y 1-10 PeV (b).

Analizadas ya las posibilidades de estimar los valores de N_c^{max} nos queda por estudiar la manera de determinar los valores de X_{max} , que lo haremos a partir del desarrollo lateral de luz Cherenkov. La distribución radial de luz Cherenkov de una cascada individual a un nivel dado y para distancias radiales menores que r_h se describe muy bien por la función

$$\rho_c = a \cdot \exp(-br) \quad (4.2)$$

Como es bien conocido [1],[10],[11], el parámetro b (i.e la pendiente de $\log \rho_c(r)$) es una buena medida de X_{max} . Por lo tanto en la práctica la separación γ/p es alcanzada en un plot de N_e/L_{int} versus b . Para todas las cascadas simuladas se ha calculado el parámetro b correspondiente por medio de un ajuste de la ecuación 4.2 a la distribución radial de luz Cherenkov. Los intervalos considerados para dichos ajustes fueron de 30 – 90m (40 – 100m) para el nivel de 600g/cm² (800 g/cm² y nivel del mar). A pesar de que el ajuste empeora si los intervalos de ajuste son más cercanos al core, el parámetro b en estas condiciones (cercana al core) proporciona información de la distribución de luz cerca del core, información que muy útil para la separación γ/p , como se verá mas adelante. Hemos calculado también para todas las cascadas el parámetro b en un intervalo radial de 7 – 80m para todos los niveles de observación, al cual lo denominamos b_7 . La incertidumbre experimental en la medida de b_7 esta básicamente limitada por la incertidumbre en la determinación de la posición del core por tanto son necesarios AICA,s con alta granularidad.

Las figuras 4.12 - 4.14 muestran N_e/L_{int} versus b_7 para los mismos eventos de las figuras 4.9,4.10 y 4.11 respectivamente. Estas gráficas muestran que tanto la separación media γ/p como las fluctuaciones estadísticas son fuertemente modificadas cuando se usa la pendiente de la distribución radial de luz Cherenkov en lugar de X_{max} . En primer lugar, estudiaremos el efecto sobre los valores medios. La figura 4.15 muestra los resultados de nuestra simulación referente a b versus X_{max} en dos rangos de energía ($1 - 10^2$ TeV y $10^2 - 10^4$ TeV) en los niveles de observación considerados en este trabajo. Es comúnmente aceptado que la función $b(X_{max})$ es independiente del tipo de primario. Aunque esta aproximación es suficiente para muchas aplicaciones (ver por ejemplo[6]), la figura 4.15 muestra en efecto que la anterior función es ligeramente dependiente del tipo de primario (rayos γ o protón). En lo que sigue mostraremos que esta propiedad, la cual es relevante para entender las capacidades del método LES es ciertas alturas de observación, puede ser explicada como una consecuencia de propiedades bien conocidas de las cascadas aéreas extensas.

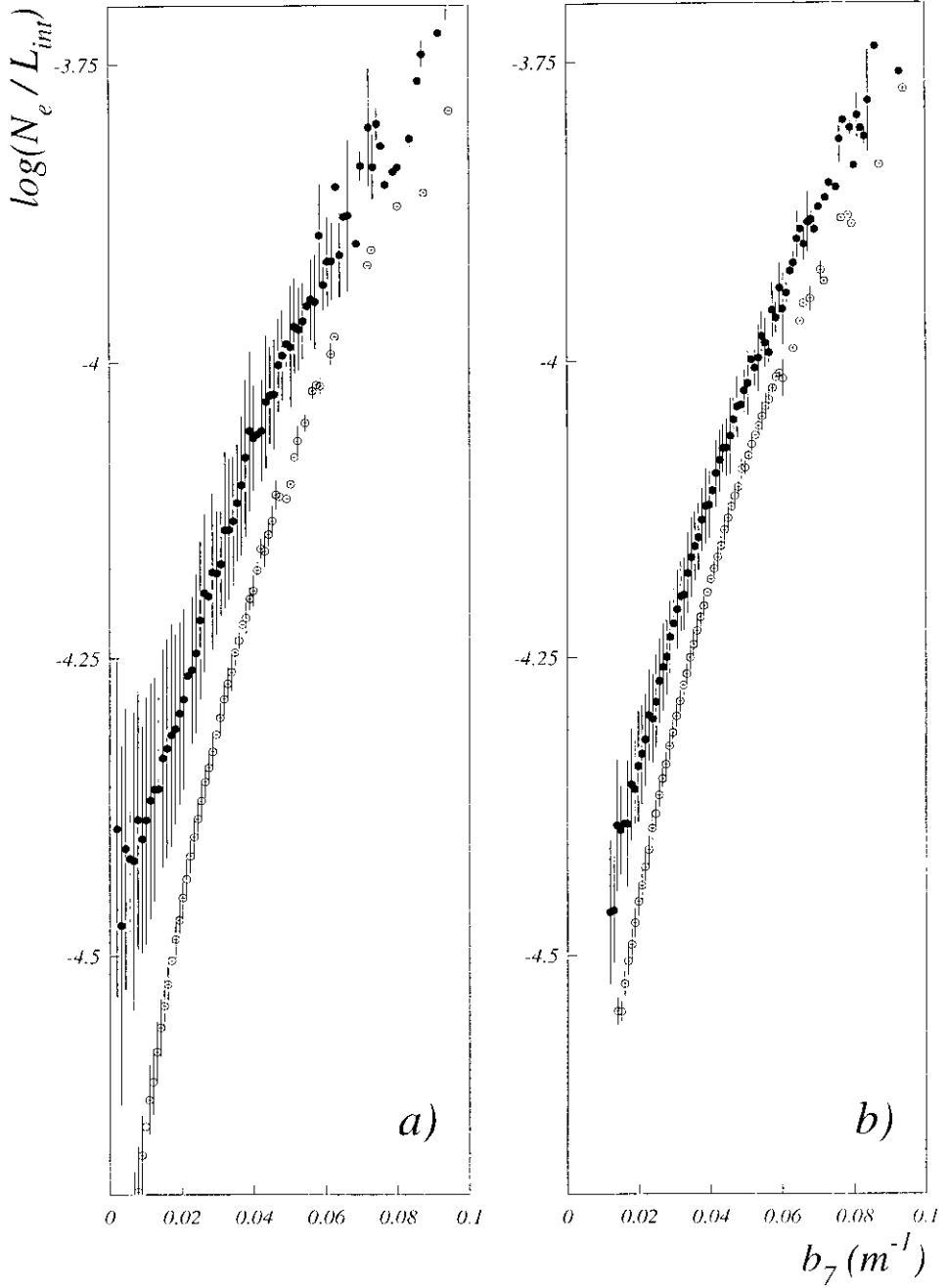


Figura 4.12: Número de electrones sobre luz Cherenkov integrada frente al parámetro de la pendiente b_7 como se espera a un nivel de observación de 600 g/cm² para todos los eventos de la figura 4.9

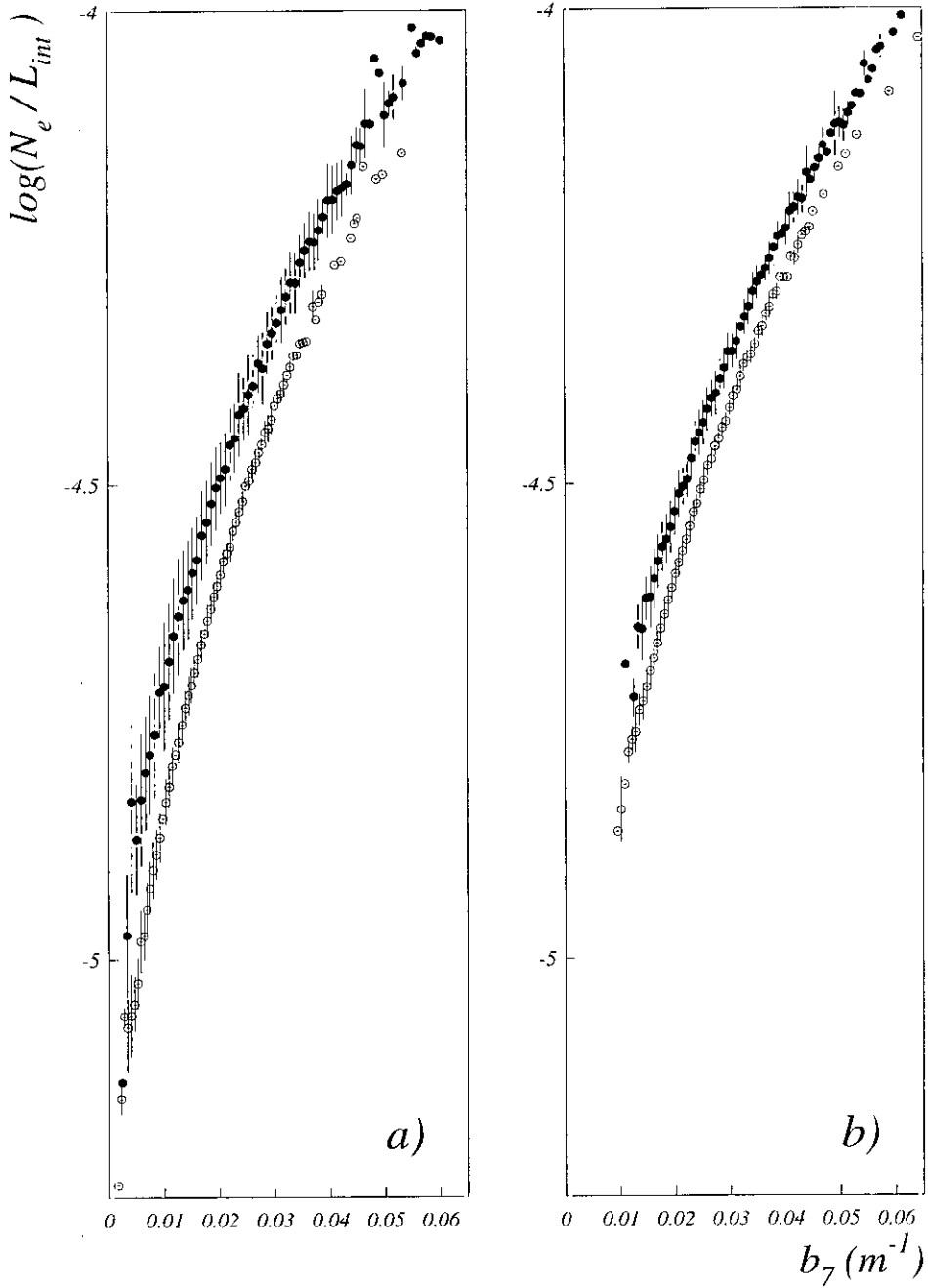


Figura 4.13: Número de electrones sobre luz Cherenkov integrada frente al parámetro de la pendiente b_7 como se espera a un nivel de observación de 800 g/cm^2 para todos los eventos de la figura 4.10

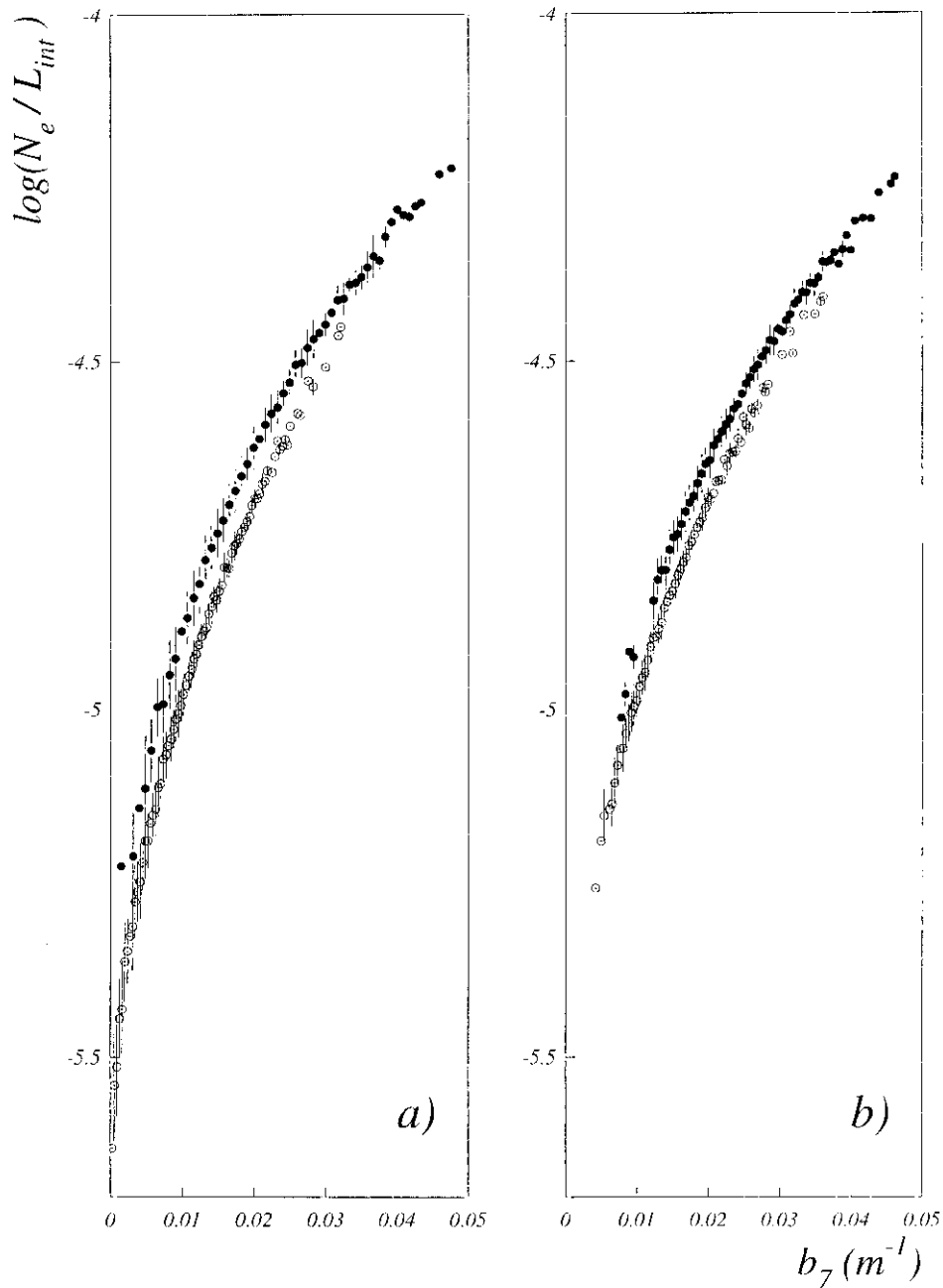


Figura 4.14: Número de electrones sobre luz Cherenkov integrada frente al parámetro de la pendiente b_7 como se espera a un nivel del mar para todos los eventos de la figura 4.11

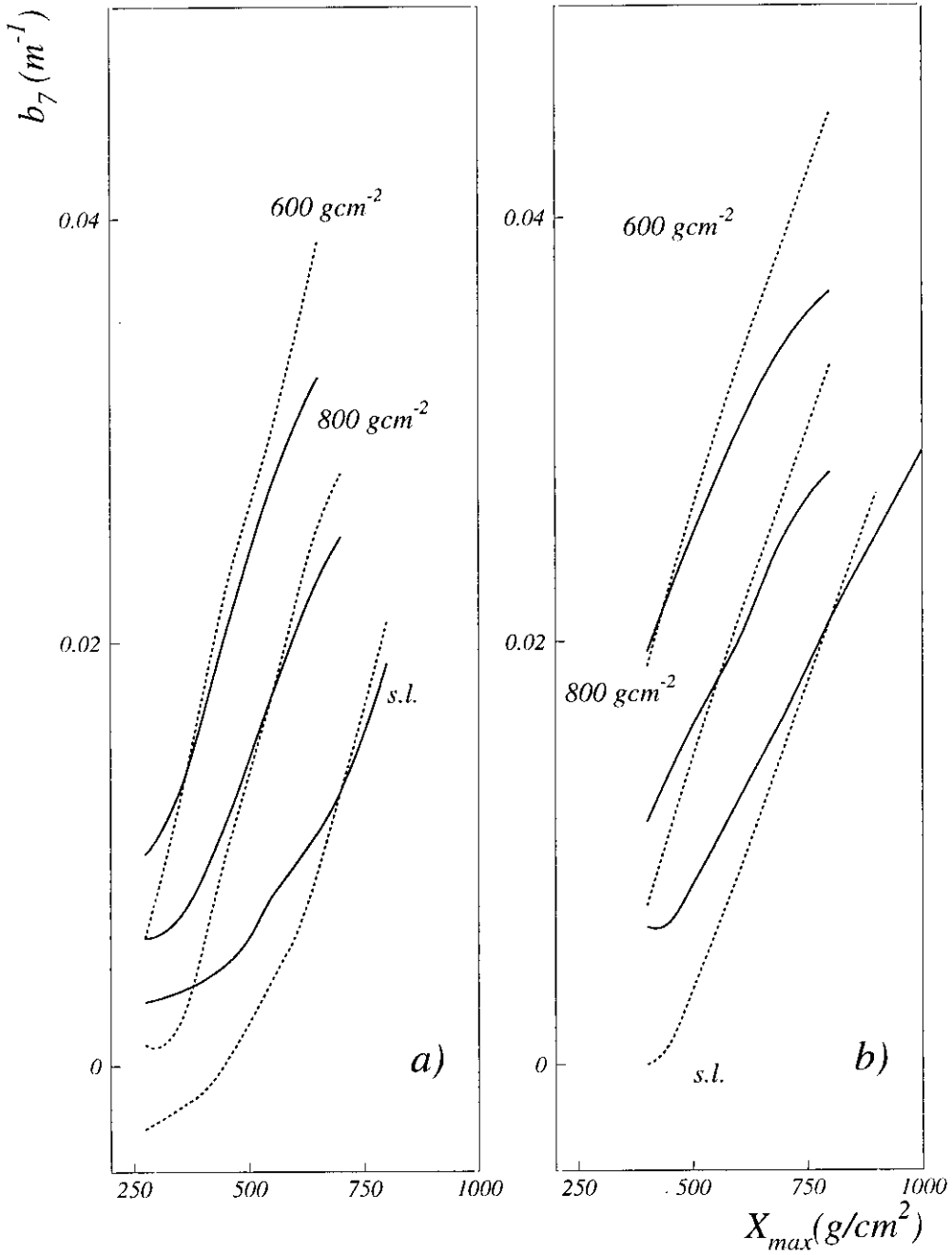


Figura 4.15: Pendiente de la distribución radial de luz Cherenkov en tierra frente a X_{max} para cascadas iniciadas por protones (línea continua) y rayos γ (línea discontinua). Las profundidades de observación son 600 g/cm^2 , 800 g/cm^2 y nivel del mar (s.l.). Los rangos de energía para rayos γ son $1 - 10^2$ TeV (a) y $10^2 - 10^4$ (b). Las líneas representan una suavización de las medias de las distribuciones correspondientes.

En ausencia de procesos de scattering múltiple de los electrones (partículas que generan la mayor parte de la luz Cherenkov) y despreciando el momento transversal de las interacciones hadrónicas, la distribución radial de la luz Cherenkov en tierra puede ser enteramente determinado por el desarrollo longitudinal de la cascada. Esta distribución radial “teórica” $\rho_t(r)$ muestra un corte brusco en r_h y su forma depende de X_{obs} , X_{max} y del rango de energía primaria. Se puede demostrar fácilmente que las diferencias en las primeras derivadas de $\rho_t(r)$ (es decir la pendiente) para dos perfiles longitudinales $N_1(z)$ y $N_2(z)$ se puese expresar como

$$d\rho_{t2}/dr - d\rho_{t1}/dr = d(\log N_1)/dz - d(\log N_2)/dz \quad (4.3)$$

Por otro lado, se muestra en la figura 4.16 (ver también figura 4.1), que las cascadas iniciadas por protones son en promedio más largas que las cascadas γ tanto antes como después de la posición de máximo desarrollo. Esta figura muestra la semianchura del desarrollo longitudinal más allá de la posición del máximo ΔX_d (definida por $N(X_{max} + \Delta_d) = N_e^{max}/2$) y al semianchura antes del máximo ΔX_a (definida por $N(X_{max} - \Delta_d) = N_e^{max}/2$) versus X_{max} . Como consecuencia, en promedio, la pendiente de $\rho_t(r)$ para cascadas iniciadas por protones es mayor (menor) que para cascadas γ si $X_{obs} > X_{max}$ ($X_{obs} < X_{max}$). A pesar de que en una cascada real, el scattering múltiple de los electrones y el alto momento transversal de las interacciones hadrónicas redistribuye la luz que llega a tierra, es de esperar que ρ_c presente en promedio una distribución similar.

La distribución radial de luz Cherenkov generada a altitudes cercanas al nivel de observación sigue básicamente la distribución lateral de los electrones que emiten luz Cherenkov. A menos que la componente electrónica de la cascada llegue a tierra fuertemente extinguida, una fracción significativa de la luz Cherenkov es generada cerca del nivel de observación. Por lo tanto para un desarrollo longitudinal dado, la distribución de luz Cherenkov está determinada principalmente por la distribución lateral de electrones ($\rho_e(r)$) cerca del observatorio, la cual como se sabe sigue en promedio la conocida función NKG (ver sección 1.2.2).

Para los eventos simulados, la forma de $\rho_e(r)$ fue ajustada a la función 1.9 en el intervalo radial de 2 – 100 m. La figura 4.17 muestra los valores correspondientes de s frente a X_{max} para ambos primarios (γ y p) en dos intervalos de energía (1 – 10² TeV y 10² – 10⁴ TeV). En esta figura se puede ver que para un valor fijo de X_{max} , el parámetro de la edad en cascadas γ s_g es, en promedio, menor que para cascadas iniciadas por protones s_p , como es de esperar (ver también figuras 4.2). La diferencia $s_p - s_g$ decrece con la

profundidad del observatorio y con el incremento de la energía primaria. Por lo tanto los resultados en la figura 4.17 predicen que para un valor dado de X_{max} , la pendiente de la distribución radial de luz Cherenkov generada cerca del observatorio es mayor para rayos γ comparada con protones (ver también figuras 4.2). Esta diferencia decrece tanto con $X_{obs} - X_{max}$ como con E_o .

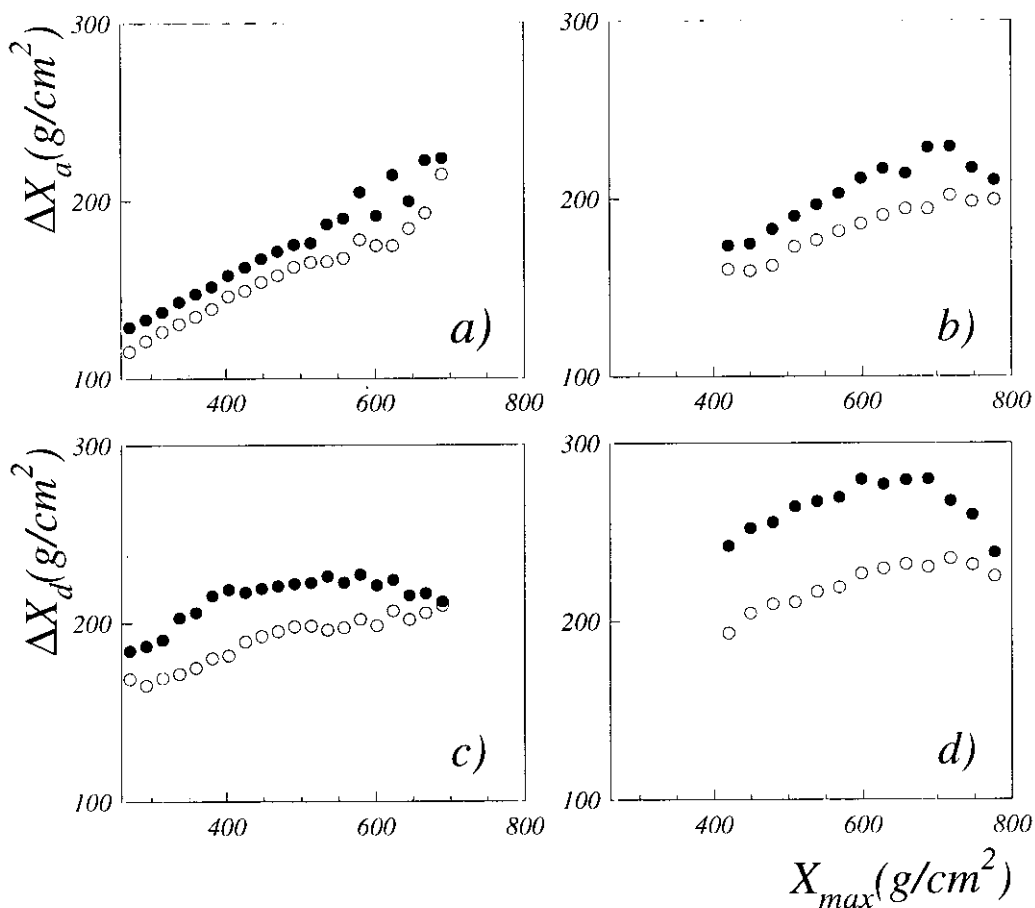


Figura 4.16: Semianchura antes del máximo (a,b) y más allá del máximo (c,d) del desarrollo longitudinal frente al la profundidad del máximo de la cascada para cascadas iniciadas por protones (círculos negros) y rayos-gamma (círculos blancos) en el rango de energía de 1 – 100 TeV (a,c) y $10^2 - 10^4$ TeV (b,d). Cada punto representa el valor medio de la semianchura de la distribución para todos los eventos correspondientes a un valor de X_{max} .

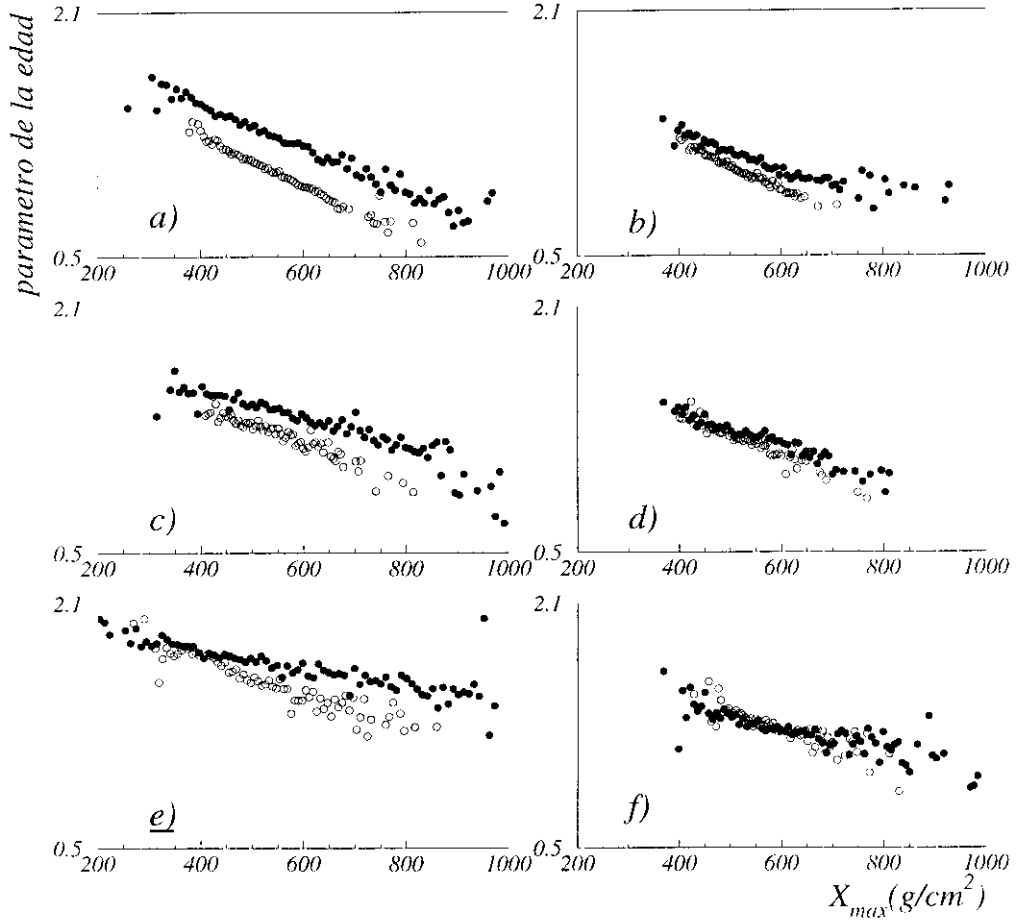


Figura 4.17: Parámetro de la edad de la distribución lateral de electrones frente a la profundidad de máximo desarrollo de la cascada. Las cascadas son iniciadas por protones (círculos negros) y por rayos γ (círculos blancos) en el rango de energía de 1 – 10² TeV (a,c y e) y 1062 – 1064 (b,d y f). Las profundidades de observación son 600 g/cm² (a,b), 800 g/cm² (c,d) y nivel del mar (e,f). Cada punto representa la media del parámetro de la edad para todos los eventos correspondientes a un valor dado de X_{max} .

En suma, el valor del parámetro b queda determinado básicamente por dos contribuciones: la longitud del desarrollo longitudinal de la cascada y la pendiente de $\rho_e(r)$. Para $X_{obs} < X_{max}$ ambas contribuciones hacen que $b_p < b_g$. Por otro lado, para $X_{obs} > X_{max}$ estos tienen un efecto opuesto; A partir de X_{max} el número de partículas de la cascada decrece, esto hace que la pendiente de la distribución de luz Cherenkov b comience a decrecer por este efecto. Debido a que el ritmo de disminución de N_e es mayor para cascadas

γ comparadas con lo que ocurre en cascadas iniciadas por protones, se espera que b_g disminuya con mas rapidez que b_p . Esta tendencia se ve favorecida también por la forma en que evoluciona el desarrollo lateral de partículas $\rho_e(r)$ (el momento trasverso de las interacciones hadrónicas hace que $\rho_e^p(r)$ sea más plana que $\rho_e^\gamma(r)$). De la consideración de los procesos anteriores se puede deducir que se llegará a una situación en la que b_p iguale y supere a b_g . La pendiente del desarrollo lateral de luz Cherenkov es mayor para cascadas iniciadas por protones comparada con cascadas γ cuando $X_{obs} > X_{max}$ (ver figura 4.15). $b_p - b_g$ aumenta con E_o debido a que $s_p - s_g$ y $\Delta_d^p - \Delta_d^g$ crece con E_o (ver figuras 4.16 y 4.17).

La figura 4.15 muestra que para observatorios situados a grandes altitudes (600g/cm^2) el parámetro que indica la pendiente, esto es b , es mayor en cascadas γ (b_g) que en cascadas iniciadas por protones (b_p) (para un valor fijo de X_{max} , la diferencia $b_g - b_p$ de incrementa con X_{max} y con la energía primaria. Esta propiedad favorece significativamente la separación γ/p a partir de b , particularmente a altas energías. Por el contrario, a nivel del mar $b_g < b_p$ y la diferencia $b_p - b_g$ decrece con X_{max} . Como resultado la separación γ/p es peor de lo esperado. Debido a que el parámetro de pendiente b_7 contiene información acerca de la distribución de luz Cherenkov cerca del eje de la cascada, la correlación entre b_7 y s es más fuerte que la correlación entre b y s por lo tanto la dependencia de $b_7(X_{max})$ con el tipo de primario es aún más fuerte.

Con relación a las fluctuaciones estadísticas, la comparación de las figuras 4.12, 4.13 y 4.14 con 4.9, 4.10 y 4.11 respectivamente puede verse que éstas son mas pequeñas cuando se usa el parámetro de la pendiente. Para $X_{obs} > X_{max}$ esta propiedad puede ser explicada como sigue. Para una posición dada del máximo de la cascada, las fluctuaciones en N_e/L_{int} son debidas principalmente a las fluctuaciones en N_e . También, para un valor fijo de X_{max} , el parámetro de la pendiente crece con N_e . Desde que N_e/L_{int} crece tanto con X_{max} como con b , las fluctuaciones en N_e/L_{int} , para un valor fijo de b , son pequeñas. Siguiendo este argumento, deberían esperarse mejores resultados que los esperados si se usa b_7 debido a que la correlación entre N_e y b_7 es más fuerte (ver figura 4.18).

Por otro lado, hemos hallado que para $X_{obs} < X_{max}$, las fluctuaciones en N_e/L_{int} (a un valor fijo de X_{max} están fuertemente correlacionadas con las fluctuaciones en la profundidad de primera interacción X_f . Valores bajos de N_e/L_{int} se corresponden con valores bajos de X_f . En particular, cascadas iniciadas por protones que se desarrollan muy pronto presentan con frecuencia máximos locales en el desarrollo longitudinal por encima del nivel

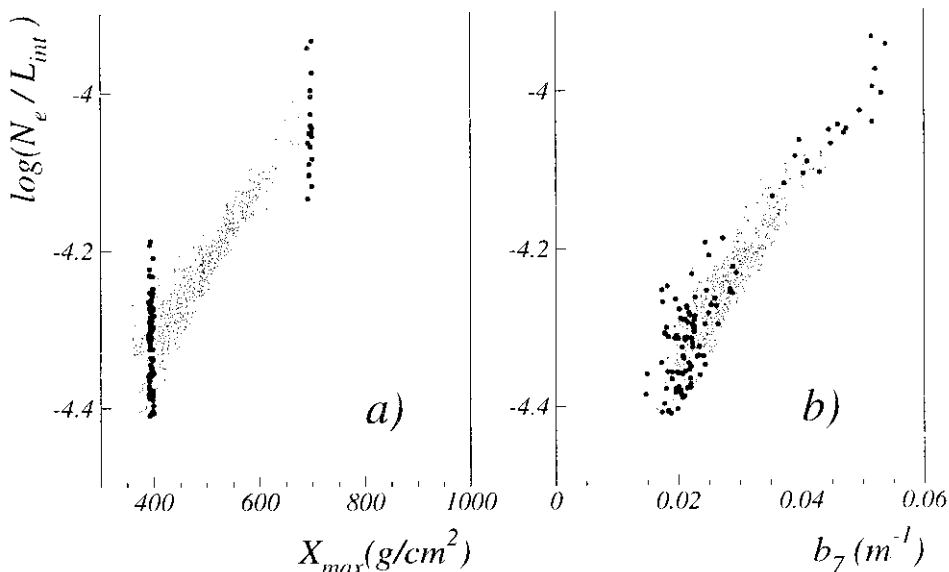


Figura 4.18: Ejemplo de como las fluctuaciones disminuyen al cambiar X_{max} por b_7 .

de observación (ver figura 1.10b). En estas cascadas se ha encontrado que el valor de N_e/L_{int} es anormalmente bajo debido a que N_e es bajo. Es de esperar que para estos eventos (cascadas que se desarrollan prematuramente) la distribución lateral de electrones a altitudes cercanas al nivel de observación sea plana, i.e la edad de la cascada es alta. Debido a que una fracción significativa de la luz Cherenkov es generada por los electrones cercanos a tierra, la mayor edad de la cascada se refleja en un valor bajo del parámetro de la pendiente. En consecuencia, para un valor fijo de X_{max} un valor bajo en N_e/L_{int} está asociado a un valor igualmente bajo de b por tanto es de esperar que las fluctuaciones sean menores para cascadas con valores fijos de b (ver figura 4.18).

4.3.2 Factor de calidad

En esta sección cuantificaremos la potencia del método LES para la separación γ/p en los niveles de observación considerados en este trabajo. Para estos cálculos (y similares que se muestran en la próxima sección) a los eventos se les asignó un peso siguiendo una ley espectral de $E_o^{-2.7}$ para ambos primarios. Siguiendo el método descrito en [8], se definió un corte óptimo en un diagrama N_e/L_{int} frente al parámetro de la pendiente de la distribución

para ambas muestras. Los resultados de la comparación indicaron una completa concordancia en los valores medios, mientras que indicaron un valor más alto en la anchura de la distribución para la muestra con técnicas de aceleración en un factor el cual es significativamente mas bajo que 1σ de la correspondiente distribución de N_e/L_{int} (barras verticales).

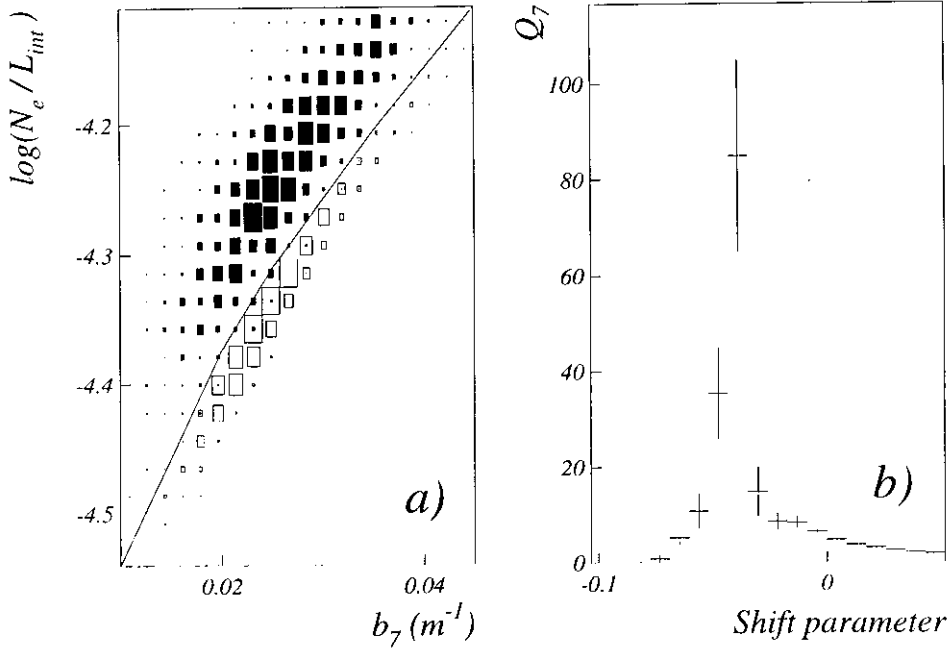


Figura 4.19: a) N_e/L_{int} frente a b_7 para el intervalo de energía de $10 - 10^2$ TeV a una profundidad de observación de 600 g/cm^2 . El tamaño de las cajas es proporcional al logaritmo del número de eventos. Las cajas negras (blancas) corresponden a cascadas iniciadas por protones (gammas). b) El factor de calidad frente al desplazamiento vertical respecto de la línea de corte mostrada en a).

Como ya mencionamos, nuestra simulación no toma en cuenta la distorsión de la señal debido a un detector específico. En un experimento real los factores de calidad pueden ser reducidos significativamente por efecto del detector. Sin embargo, la radiación cósmica de fondo contiene también núcleos pesados para los que se sabe que el método LES es mas eficiente [8], por lo tanto, los resultados anteriores representan un límite inferior teórico. Hemos comparado nuestras predicciones “teóricas” con los de la referencia [8] los cuales incluyen una detallada simulación de la matriz AIROBICC a 800 g/cm^2 considerando además la contribución de la componente pesada de los rayos cósmicos. Esta simulación del detector [8],[10] predice un factor de calidad de 3 (2) en el intervalo de energía de $75 - 185 \text{ TeV}$ ($185 - 500 \text{ TeV}$)

radial de la luz Cherenkov. La figura 4.19a muestra a modo de ejemplo el diagrama correspondiente para un intervalo de energía de $10 - 10^2$ TeV en un nivel de observación de 600 g/cm^2 . En esta gráfica el tamaño de cada caja es proporcional al logaritmo del número de eventos. Desplazando verticalmente esta línea hemos hallado el corte que maximiza el factor de calidad definido como

$$Q = \frac{S_g}{\sqrt{S_p}} \quad (4.4)$$

donde S_g y S_p son la fracción de cascadas γ y de cascadas iniciadas por protones que sobreviven al corte, respectivamente. De aquí en adelante denotaremos mediante Q y Q_7 los factores de calidad que se predicen utilizando los parámetros b y b_7 respectivamente. En la figura 4.19b se muestra Q_7 frente a la “distancia” ($N_e/L_{int} - (\text{línea de corte}) = \text{desplazamiento}$). Para este ejemplo se espera un valor de alrededor de 80 y un valor mínimo de aproximadamente 60 (límite inferior de la barra de error). La figura 4.20 muestra gráficas similares para un rango de energía de $10^3 - 10^4$ TeV a nivel del mar. En este caso se alcanza un valor mínimo de 12 para el factor de calidad. Analisis similares se han llevado a cabo en el resto de los casos. Los resultados tanto para Q y Q_7 se muestran en la tabla 4.1. Puede verse que Q_7 es significativamente más alto que Q como ya se había anticipado.

Obviamente los resultados que se muestran en la tabla 4.1 no puede ser entendidos con la única consideración de lo que ocurre más allá del máximo de la cascada (las cascadas γ son mas largas que las cascadas iniciadas por protones). Los resultados encontrados para Q pueden ser explicados si se toma en cuenta las propiedades de la función $b(X_{max})$. En primer lugar se espera un significativo incremento en la separación promedio de γ/p para valores bajos de X_{max} y energías primarias altas. Una fracción importante de estas cascadas de alta energía alcanzan su máximo mas allá del nivel de observación y por lo tanto ellas estan sujetas a altas fluctuaciones. Sin embargo estas fluctuaciones son fuertemente atenuadas cuando se usa el parámetro de la pendiente b (ver figura 4.18). Por otro lado, en obsevatorios situados a grandes altitudes la separación promedio γ/p decrece y el factor de calidad es significativamente más bajo que lo esperado de la figura 4.12.

Con el fin de estimar los errores sistemáticos debidos a la aplicación de los procedimientos de aceleración hemos realizado una comparación a 800 g/cm^2 con otra muestra obtenida sin la aplicación de la técnica del *thin-sampling* [12] y con un tamaño de bunch de solo 30 fotones. Hemos calculado el valor medio y la desviación típica de la distribución de N_e/L_{int} a valores fijos de b

los cuales fueron comparados con nuestras predicciones para Q_7 de 7 (4.5) en el mismo rango de energía.

Como es bien conocido, para un cierto intervalo de energía, el parámetro de la edad de la distribución lateral de electrones en cascadas iniciadas por protones es en promedio, menor que el correspondiente a cascadas γ . En efecto en la figura 4.17 podemos ver que si pudiesemos medir la profundidad de máximo desarrollo podría ser posible separar cascadas iniciadas por gammas y protones a partir del parámetro de la edad, particularmente a niveles de observación poco profundos en el rango de energía de 1 – 100 TeV (figura 4.17a). Por lo tanto la medida simultánea de s con una matriz de centelladores y de b con un AICA podría convertirse en un nuevo procedimiento de separación γ/p . En la práctica, sin embargo, las fluctuaciones estadísticas son muy grandes (notar que los puntos de la figura 4.17 representa el promedio de los valores de s). Hemos encontrado que la separación γ/p a partir de este método es mucho menos efectivo que el método LES.

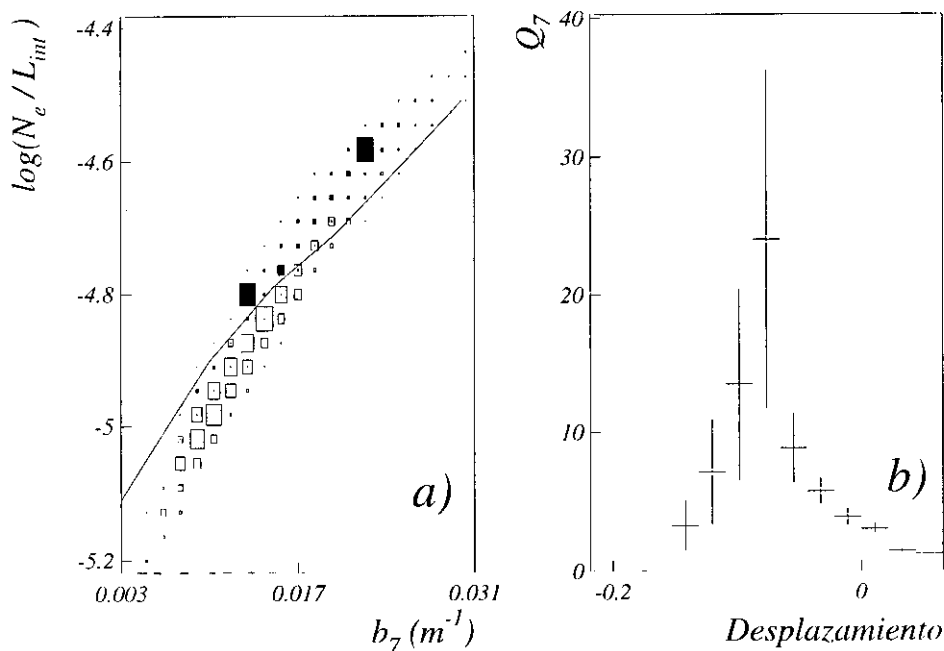


Figura 4.20: La misma figura que la figura 4.19 para un intervalo de energía primaria de $10^3 - 10^4$ TeV a nivel del mar.

$X_{obs}(g/cm^2)$	Energy interval(TeV)	Q	Q_7
600	1 - 10	5	6
		4	5
	10- 100	18	83
		9	63
	100 - 10 ³	16	25
		8	16
800	10 - 100	4	7
		3.5	6
	100 - 10 ³	12	14
		6	9.5
s.l	100 - 10 ³	8	8
		6	7
	10 ³ - 10 ⁴	17	26
		8	12

Tabla 4.1. Factores de calidad para el método LES a tres niveles de observación en varios intervalos de energía. Q y Q_7 representan los factores de calidad evaluados usando b y b_7 respectivamente (ver el texto para más detalles). En cada caja, los números de arriba representan el valor esperado mientras que los de abajo son el límite inferior de la barra de error (ver figuras 4.19 y 4.20).

4.3.3 Métodos basados en la pendiente “exterior”

Como se ha demostrado en [8], un conocimiento preciso de $\rho_c(r)$ mas allá de la posición del hump proporciona información muy útil para la separación γ/p . El valor alto del momento transversal p_t de las interacciones hadrónicas (comparada con las de las interacciones electromagnéticas) es una propiedad distintiva de las cascadas iniciadas por protones la cual tiene un efecto significativo en la distribución radial de luz Cherenkov. El efecto del momento transversal hadrónico es el de redistribuir la luz Cherenkov cercana al eje de la cascada a distancias mayores. Como resultado, la luz Cherenkov cerca del core se reduce en una cantidad que disminuye con r hasta una cierta distancia radial. Esta luz es redirigida en tierra más allá de este punto. Esta distancia radial depende de la altitud del observatorio y del rango de energía (e.g toma un valor de 200m para $X_{obs} = 800g/cm^2$ en el rango de energía de 20 – 500 TeV [8]). Por lo tanto, la pendiente de $\rho_c(r)$ a grandes distancias del core, (de aquí en adelante pendiente “exterior”) es menor para cascadas iniciadas por protones comparadas con cascadas γ . Para esta comparación se asume un valor fijo de X_{max} debido a que la distribución radial de luz Cherenkov depende de la posición del máximo de la cascada.

Por otro lado las cascadas iniciadas por protones con pendiente exterior similar a la de los rayos γ son únicamente posibles para valores altos de X_{max} ($X_{max}(\text{protón}) > X_{max}(\text{gamma})$) debido a que cuanto menor sea la distancia entre las interacciones y tierra, menor será el efecto de redistribución debido a las interacciones hadrónicas.

Como una medida de la pendiente exterior de $\rho_c(r)$ hemos usado el cociente $R_e = \rho_c(r_h)/\rho_c(r_e)$ donde la distancia r_e toma valores de 110m (600 g/cm²), 140m (800 g/cm²) y de 170m (nivel del mar). Hemos encontrado que otra posible medida de la pendiente exterior (por ejemplo con un ajuste a la función $\rho_c(r) = \alpha r^\gamma$) no mejora nuestras predicciones acerca de la separación γ/p .

En la práctica, la medida de R_e viene limitada tanto por el tamaño del AICA como por la densidad mínima que puede ser detectada por un contador individual (por encima de las fluctuaciones poissonianas del fondo de luz nocturna). En lo que sigue estudiaremos la separación γ/p a partir de la pendiente exterior de la distribución radial de luz Cherenkov.

Debido a que el parámetro b (i.e la pendiente “interior”) es una medida de X_{max} , la separación γ/p puede lograrse en una gráfica R_e versus b [8] (en este método el uso de b_7 no favorece la separación en ningún caso). A modo de ejemplo la figura 4.14a muestra esta gráfica para el rango de energía de 0.1 – 1 PeV a nivel del mar. Siguiendo el procedimiento standar hemos definido una linea de corte la cual fue desplazada verticalmente para hallar el corte óptimo que maximize el factor de calidad. La figura 4.14b muestra que para este caso, se espera un valor de Q de 45 ($Q > 20$ es asegurado). Cálculos similares se han llevado a cabo para el resto de intervalos de energía y altitudes de observación. Los resultados se muestran en la tabla 4.2.

En esta tabla se pueden observar varias tendencias. en primer lugar para una profundidad de observación dada, el valor de Q decrece con la energía primaria debido a que cuanto más alta es la energía menor es el efecto del p_t hadrónico sobre la distribución radial de luz Cherenkov. Por otro lado en esta tabla se puede ver que, en general, para un intervalo de energía dado los valores de Q crecen con X_{obs} . Esto puede ser explicado si tomamos en cuenta que el efecto del momento hadrónico p_t sobre la distribución radial de luz Cherenkov crece con la distancia entre el punto de producción y el observatorio. En esta tabla es particularmente relevante el resultado en el rango de energía de 0.1 – 1 PeV tanto a 800 g/cm² como a nivel del mar.

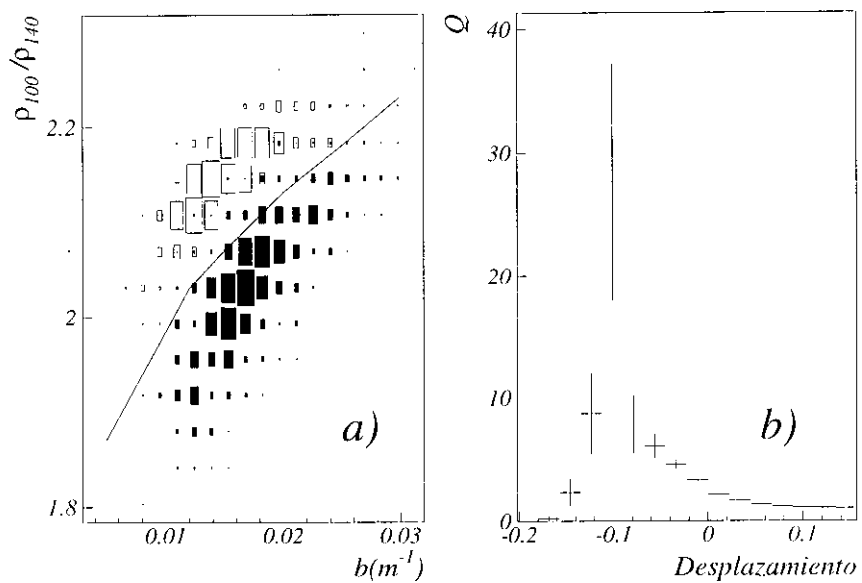


Figura 4.21: La misma figura que la figura 4.19 para un intervalo de energía primaria de $10^3 - 10^4$ TeV a nivel del mar.

$X_{obs}(g/cm^2)$	Energy interval(TeV)	Q	Q_7
600	10- 100	12	7
		9	5
	100 - 10 ³	7.5	7.5
		6	7
	10 ³ - 10 ⁴	5	5.5
		4	4.5
800	100 - 10 ³	28	20
		20	13
	10 ³ - 10 ⁴	6	7
		5	5
s.l	100 - 10 ³	43	15
		22	7
	10 ³ - 10 ⁴	7	7
		5	5

Tabla 4.2.Factores de calidad para el método “sólo luz” a tres niveles de observación en varios intervalos de energía. En cada caja, los números de arriba representan el valor esperado mientras que los de abajo son el límite inferior de la barra de error (ver figura 4.21).

Las figuras 4.22a y 4.22b muestran la pendiente exterior frente a X_{max} para un caso particular, 800 g/cm² y rangos de energía de 10-100 TeV (4.22a) y 100 – 1063 TeV (4.22b). Puede verse en estas figuras que para un valor fijo de R_e se espera que las cascadas iniciadas por protones, tengan un valor más alto de X_{max} que sus homólogas cascadas γ . Debido a que para un valor fijo de X_{max} , los valores de N_e/L_{int} son más altos para cascadas iniciadas por protones comparados con los valores correspondientes a cascadas γ (el método LES), al fijar la pendiente exterior (en lugar de la pendiente interior) estamos eligiendo cascadas γ y cascadas iniciadas por protones con valores distintos de X_{max} , siendo $X_{max}^p > X_{max}^\gamma$. Por lo tanto es de esperar que la separación γ/p mejore notablemente.

A modo de ejemplo, mostramos en la figura 4.23a N_e/L_{int} versus R_e en el intervalo de energía de 10 – 100 TeV a una profundidad de observación de 600 g/cm². Siguiendo otra vez los procedimientos estandar hemos realizado un corte para el cual se espera un valor de Q de alrededor de 110 (con un límite inferior de la barra de error de 60). En la tabla 4.3 se muestran los resultados de Q para otros rangos de energía y altitudes de observación.

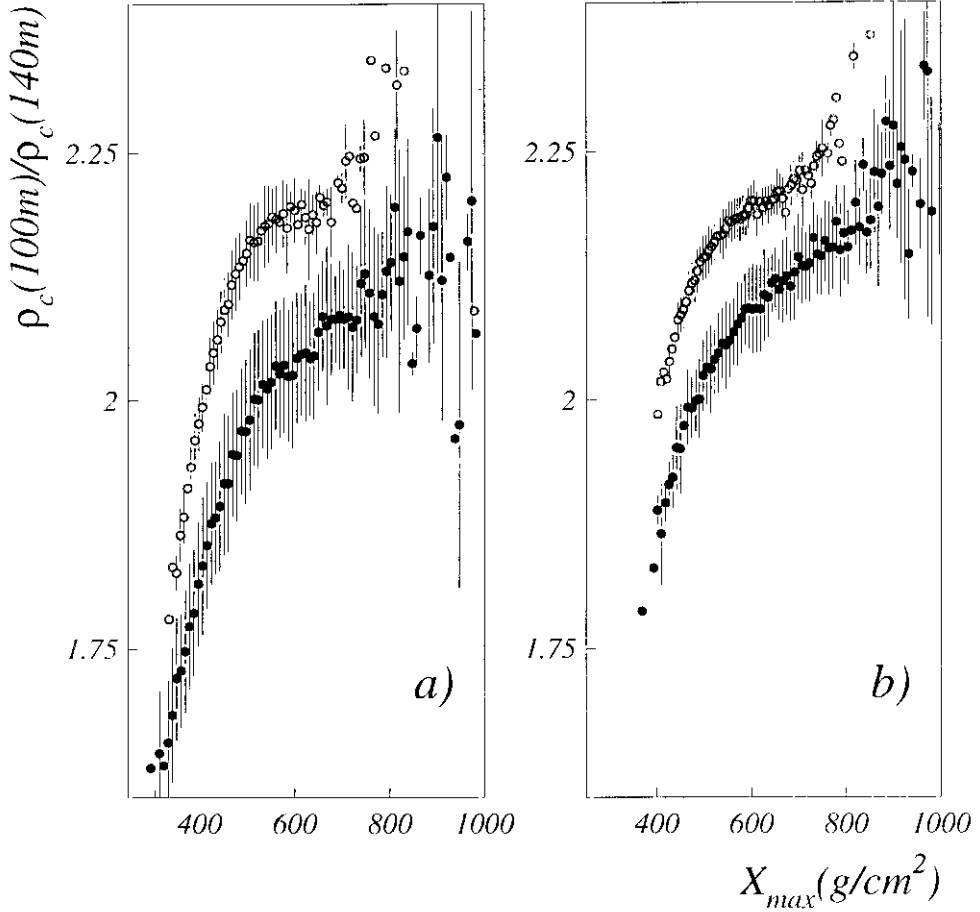


Figura 4.22: Valor medio de la pendiente “exterior” de la distribución lateral de luz Cherenkov frente a X_{max} correspondiente a un nivel de observación de 800 g/cm² y a intervalos de energía de 10-100 TeV (a) y 100 – 10³ TeV (b). Los puntos negros corresponden a cascadas iniciadas por protones mientras que los puntos blancos representan a cascadas γ .

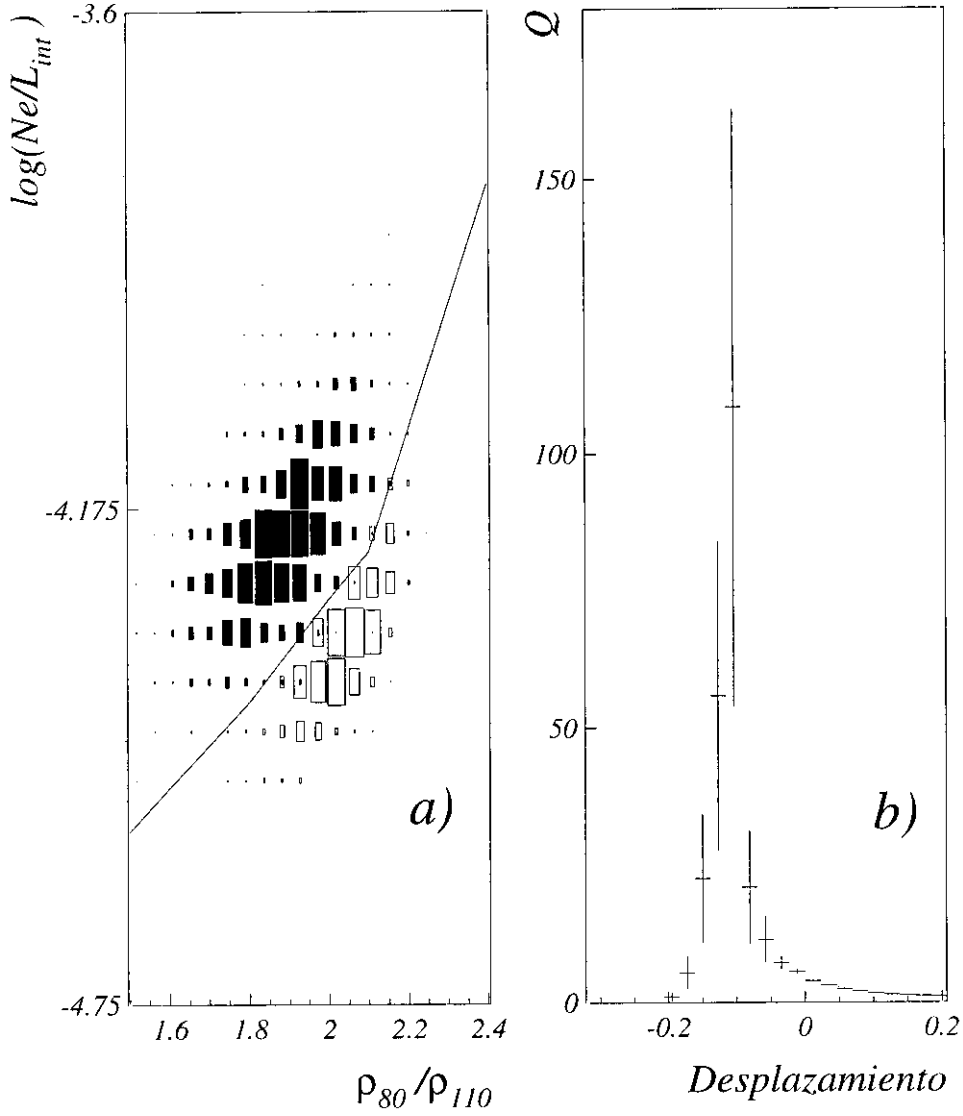


Figura 4.23: La misma figura que la figura 4.19 para un intervalo de energía primaria de $10^3 - 10^4$ TeV a nivel del mar.

$X_{obs}(g/cm^2)$	Energy interval(TeV)	Q
600	10- 100	110
		55
	100 - 10 ³	50 40
800	10 - 100	14
		9
	100 - 10 ³	16 8
s.l.	100 - 10 ³	90
		45
	10 ³ - 10 ⁴	10 6

Tabla 4.3.Factores de calidad para el método “LES EXTERNO” a tres niveles de observación en varios intervalos de energía. En cada caja, los números de arriba representan el valor esperado mientras que los de abajo son el límite inferior de la barra de error (ver figura 4.23).

Desafortunadamente, desde el punto de vista experimental, es más difícil de aplicar debido a que necesita de la medición del número de electrones y de la pendiente exterior, de todos modos de ser posible su aplicación se podría alcanzar excelentes niveles de separación γ/p .

Finalmente es importante destacar que los casos para los cuales se obtienen valores muy altos de Q , corresponden a valores del parámetro de desplazamiento que retienen entre un 40 y 60 % de las cascadas γ y rechazan más del 97% de las cascadas iniciadas por protones. Para método “LES EXTERNO” el porcentaje de selección de cascadas γ en estas condiciones es mayor que el 70%.

4.4 Conclusiones

Se han estudiado varios métodos para la separación de cascadas iniciadas por rayos γ y por protones, en base a la información que que proporciona la luz Cherenkov que las acompaña. Se ha discutido las capacidades de estos métodos en un amplio rango de energía (1 - 10⁴) como se espera a varias profundidades de observación (600 - 1036g/cm²).

El método LES esta basado en el hecho de que las cascadas iniciadas por protones son más largas que las cascadas iniciadas por rayos γ y por lo tanto para un valor fijo de X_{max} el valor del cociente N_e/N_e^{max} es mayor para

cascadas iniciadas por protones. La luz Cherenkov integrada y la pendiente de la distribución radial proporciona una medida de N_e^{max} y X_{max} respectivamente. Por lo tanto la separación γ/p se alcanza en un plot N_e/L_{int} frente a b . En este trabajo hemos estudiado en detalle la relación entre los parámetros físicos de la cascada y sus correspondientes observables. En particular hemos hallado que la función $b(X_{max})$ es ligeramente dependiente del tipo de primario (ver figura 4.15). Ésta propiedad es una consecuencia de las diferencias existentes entre los desarrollos longitudinales y las distribuciones laterales de electrones, correspondientes a cascadas γ y cascadas iniciadas por protones. Esta dependencia favorece la separación γ/p en observatorios situados a gran altitud mientras que a bajas altitudes la empeora. En altitudes intermedias (800g/cm^2) este efecto no es relevante. Se ha mostrado que la utilización del parámetro de la pendiente como observable de X_{max} hace que las fluctuaciones disminuyan en todos los niveles de observación (ver figura 4.18), en particular b_7 . Por otro lado, las fluctuaciones estadísticas de N_e/L_{int} para cascadas que alcanzan su máximo por encima del observatorio crece con $X_{obs} - X_{max}$. Éste efecto también favorece la separación γ/p a grandes altitudes. Como resultado predecimos una gran capacidad de separación γ/p a 600g/cm^2 en el rango de energía de $10 - 1000$ TeV. También se predice una fuerte separación a nivel del mar en el rango de energía de $1 - 10$ PeV.

Como se ha establecido en [8], el valor alto del momento transversal de las interacciones hadrónicas hace que la pendiente “exterior” de la distribución lateral de luz Cherenkov (más allá del hump) sea menor en cascadas iniciadas por protones comparadas con lo que ocurre en cascadas γ . Por lo tanto, se puede lograr una separación γ/p en un plot R_e frente a b . En este trabajo hemos cuantificado los factores de calidad esperados a varios niveles de observación en un amplio rango de energías. Se han encontrado varias tendencias. En general el factor Q decrece con la energía primaria y se incrementa con X_{obs} . En particular, se dan valores prometedores en el intervalo de energía de $0.1 - 1$ PeV a 800g/cm^2 y a nivel del mar.

Finalmente proponemos el método “LES EXTERNO” el cual combine las capacidades de los otros dos. De acuerdo a nuestros cálculos éste método proporciona una gran separación γ/p . En particular predecimos un factor de calidad del orden de 100 a 600g/cm^2 en el rango de $10 - 100$ TeV.

La precisión en la medida de la densidad de luz Cherenkov más allá de la posición del hump está limitada tanto por el tamaño de la AICA como la sensibilidad luminosa de los contadores individuales. Los resultados mostrados

en las tablas 4.1 y 4.3 hacen uso de los valores de la densidad de luz en el rango de 110-170 m (dependiendo del nivel de observación). A modo de ejemplo podemos decir que para una energía primaria de 10 TeV la densidad de luz mínima considerada a 600 g/cm² es de $\rho(110m) = 140$ fotones Cherenkov por metro cuadrado, mientras que para 100 TeV a nivel del mar la densidad mínima es de $\rho(170m) = 5000$ fotones Cherenkov por metro cuadrado.

Como ya mencionamos, nuestra simulación no toma en cuenta la distorsión que sufre de la señal a su paso por un detector particular. En un experimento real los factores de calidad se pueden reducir significativamente por efecto del detector. Sin embargo, el fondo de rayos cósmicos también contienen núcleos pesados para los cuales estos métodos de separación son más eficientes [8], por lo tanto, los resultados presentados representan límites inferiores teóricos. Hemos comparado nuestras predicciones “teóricas” para el método LES con los presentados en [8] las cuales incluyen una simulación detallada del detector (matriz AIROBICC a 800 g/cm²) y además toma en cuenta la contribución de otros elementos pesados de los rayos cósmicos. Ésta simulación del detector [8],[10] predice un factor de calidad de 3(2) en el intervalo de energía de 75-185 TeV (185-500 TeV) los cuales pueden ser comparados con nuestras predicciones para Q_7 de 7(4.5) en el mismo rango de energía.

Con el fin de estimar el error sistemático debidos a los procedimientos de aceleración hemos realizado una comparación para el método LES a 800 g/cm² usando una muestra obtenida sin la aplicación de la técnica del *thin-sampling* y con un tamaño de bunch de 30 fotones. Hemos calculado el valor medio y la desviación cuadrática media de la distribución de N_e/L_{int} a un valor fijo de b tanto para la muestra “rápida” y la muestra “lenta”. Hemos encontrado que los valores medios están en total acuerdo y que los valores de la desviación cuadrática media son más altos en la muestra “rápida” comparada con la otra por un factor el cual es siempre mucho menor que 1σ de la distribución de N_e/L_{int} correspondiente (barra de error vertical). Finalmente mencionaremos que estos resultados han sido objeto de contribuciones a congresos y resistas [13],[14],[15],[16]

Bibliografía

- [1] S. Martinez et al., *Nucl. Instrum. Methods A* **357** (1995) 567;
- [2] A. Lidner et al., *Proc. 25 ICRC Durban 1997* **5** p. 113;
- [3] M. Amenomori et al., *Proc. 25 ICRC Durban 1997* **5** p. 245
- [4] M. Bott-Bodenhausen et al., *Nucl. Instrum Methods* **315** (1992) 236
- [5] A. Karle et al., *Astroparticle Physics* **3** (1995) 321
- [6] J. Cortina et al., *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **23** 1733
- [7] M. Cassidy et al., *Proc. 25 ICRC Durban 1997* **5** p. 189
- [8] F. Arqueros et al., *Astroparticle Physics* **4** (1996) 309
- [9] C. E. Portocarrero *et.al*, *J.Phys.G: Nucl. Part. Phys.* **24** (1998) 235
- [10] S. Martinez, PhD Thesis. Universidad Complutense. Madrid (1996)
- [11] J.R. Patterson and A.M. Hillas *J.Phys.G: Nucl. Part. Phys.* **9** (1983) 1433
- [12] A. M. Hillas, *Proc. 17 ICRC Paris 1981* **8** p. 193
- [13] C.E.Portocarrero *et.al*, *Proc. XXIV ICRC Roma 1995* **1** p. 373
- [14] C.E.PORTOCARRERO,*et.al*: *Proc. Towards a Major Atmospheric Cherenkov Detector IV (Padova) (edit. M. Cresti) p. 363 (1995)*
- [15] K.SIVAPRASAD *Il Nuovo Cimento* **19c**,p.643 (1996)
- [16] C. E. Portocarrero *et.al*: *J.Phys.G: Nucl. Part. Phys* (enviado)

Capítulo 5

Conclusiones finales

En este trabajo se han presentado resultados de un estudio acerca de las propiedades diferenciadoras de la luz Cherenkov producida en cascadas atmosféricas extensas iniciadas por rayos γ y por protones. El amplio rango de energías primarias considerado (10^{-2} y 10^4 TeV), cubre los intervalos de mayor interés para telescopios de rayos gamma instalados en tierra, incluyendo el intervalo comprendido entre el límite superior accesible a los satélites y la energía umbral de los actuales telescopios Cherenkov. Éstos estudios han sido realizado a varios niveles de observación situados a profundidades atmosféricas que van desde los 500 g/cm^2 hasta el nivel del mar.

Para llevar a cabo éste estudio se ha simulado el desarrollo de las cascadas atmosféricas utilizando el código CORSIKA. Como resultado de la simulación se ha obtenido el desarrollo longitudinal de partículas cargadas y los datos de las partículas en tierra, en particular de los electrones y de la luz Cherenkov. Para esta última se se ha tenido en cuenta la atenuación atmosférica producida por la dispersión Rayleigh, la dispersión por aerosoles y la absorción de la capa de ozono. El empleo de diversas técnicas de aceleración ha permitido generar un número suficiente de sucesos, incluso a las energías mas altas. Este hecho por tal motivó la realización de una evaluación de los efectos de éstas técnicas en los observables de la cascada, encontrandose que su influencia en los resultados de este trabajo no es significativa.

Para el rango de energía $10^{-2} - 10$ TeV (rango de telescopios Cherenkov) se han determinado los desarrollos laterales de luz Cherenkov. Se ha cuantificado el efecto de la aceptación angular del telescopio (campo total de visión 2.8°) sobre la densidad de luz, encontrandose que ésta decrece en un factor que aumenta con la altitud del nivel de observación y con la energía primaria. Se han estudiado con detalles las fluctuaciones de la densidad radial de luz, cuantificando las contribuciones procedentes del muestreo y de las

fluctuaciones intrínsecas de la cascada. Se ha estudiado su dependencia con la distancia al eje de la cascada observándose que las fluctuaciones presentan un mínimo a distancias cercanas al *hump*. Se ha calculado la cantidad total de fotones Cherenkov dentro de un radio de 150 metros alrededor del eje de las cascadas encontrándose que decrece con la profundidad del nivel de observación, siendo esta dependencia más significativa en cascadas iniciadas por rayos γ en comparación con las cascadas iniciadas por protones. Por otro lado, para un nivel de observación dado y una energía fija, se ha encontrado que las cascadas producidas por protones producen menos luz Cherenkov que las cascadas iniciadas por rayos γ en un factor que decrece con la energía primaria. Finalmente se ha estimado el área efectiva de un telescopio Cherenkov de 25 m² para varias condiciones de trigger encontrándose que el umbral de energía decrece de forma significativa con la altitud del observatorio y que la discriminación de cascadas iniciadas por protones, por efecto de la condición de trigger, crece con la altitud. Estos resultados muestran la conveniencia de instalar los telescopios Cherenkov a gran altitud.

Para el rango de energías comprendido entre 1 TeV y 10⁴ TeV, aparte del estudio de los desarrollos laterales de luz Cherenkov y de sus correspondientes fluctuaciones, se ha llevado a cabo otro estudio muy detallado, de las correlaciones entre los parámetros de la cascada y algunos de los observables en tierra. En particular se ha investigado la correlación entre la pendiente de la distribución radial de luz Cherenkov y la posición del máximo, encontrándose que, ésta es sensible al tipo de primario. A partir de estos resultados se ha explorado las potencialidades de tres métodos de discriminación de cascadas hadrónicas en función de la altitud de observación. En primer lugar, se ha estudiado el método LES que se basa en la medida simultánea del número de electrones en tierra y de la distribución radial de luz Cherenkov. También se ha investigado las potencialidades del “MÉTODO DE LAS PENDIENTES” que se basa en la medida simultánea de la pendiente cerca del core y mas alla del *hump* (“pendiente externa”). Finalmente se propone por primera vez el llamado método “LES EXTERNO” basado en la medida de N_e/L_{int} y de la pendiente externa de la distribución de luz Cherenkov. Para todos estos métodos se ha cuantificado los correspondiente factores de calidad para diversos casos. En particular para el metodo LES se predicen resultados muy prometedores a 600 g/cm² en el rango de 10 - 100 TeV asi como a nivel del mar en el intervalo 1 - 10 PeV. Para el método “LES EXTERNO” se predicen factores de calidad del orden de 100 en los rangos de 10 -100 TeV y de 0.1 - 1 PeV a 600 g/cm² y a nivel del mar respectivamente, valores que son muy prometedores. Aunque estos resultados no incluyen el efecto de ningún detector, los datos existentes de matrices de contadores en tierra nos per-

miten predecir una notable capacidad de separación γ /hadrón especialmente a grandes altitudes.

Agradecimientos

Terminar este trabajo, tiene para mí varios significados, por un lado es la materialización de un anhelo de quien eligió el estudio de la física como camino que conduce a satisfacer la enorme curiosidad que le despierta las regularidades que presenta su entorno. Por otro lado, significa la iniciación en el proceso de investigación, que es otro anhelo de quienes elegimos la ciencia como carrera. Significa también mucho sacrificio no sólo entendido como esfuerzo, que no fué poco, sino también, como el sacrificio que representa alejarse de la familia y del país de origen por largo tiempo, aunque el conocimiento de una nueva cultura y los nuevos amigos lo compensan significativamente.

Destacada ya la importancia que tiene para mí este trabajo, me toca agradecer a quienes han contribuido de una forma u otra a que éste se pudiese realizar. En primer lugar quiero agradecer al mi director de tesis Prof. Fernando Arqueros por su paciente y esmerada labor de asesoramiento. Su conocimiento del tema y la claridad de conceptos me han sido de gran ayuda. También debo agradecer a Sergio Martínez por su ayuda en el aprendizaje del manejo de las herramientas básicas necesarias para la realización de este trabajo y por las muchas discusiones que tuvimos acerca de algunos aspectos del mismo. Por la parte técnica, Javier Sánchez, David Martínez y F. Carlos Andres merecen una mención especial, pues gracias a ellos he podido disponer de importantes herramientas de cálculo y de presentación de resultados. Su dedicación al mantenimiento de las máquinas y la actualización de los programas del sistema ha sido vital. Quiero recordar también a los compañeros con los que de una forma u otra he estado unido a lo largo de la realización de esta tesis, el ambiente de trabajo estuvo conformado por: Juan Cortina, José Luis Contreras, Juan Abel Barrio, Eduardo Faleiro, José Carlos González, Abelardo Moralejo, Luis Padilla y Jesús Salgado. Mi agradecimiento especial para José Luis Contreras por la lectura de la tesis y sus interesantes sugerencias.

Es justo agradecer también a la facultad de Ciencias Físicas de la Universidad Complutense de Madrid por haberme acogido, a la Universidad San

Antonio Abad de Cuzco-Perú en la persona del Prof. Victor Latorre por la ayuda económica en los primeros años.

Fuera del ambiente académico tengo que agradecer la paciente compañía, el apoyo incondicional y la capacidad de sacrificio de Patricia Sanchez y Leonardo Portocarrero, su apoyo y comprensión a sido fundamental. Finalmente quiero agradecer además, a Cristina Mencía por la revisión de las versiones iniciales del trabajo.

Reunido el Tribunal que suscribe
en el día de la fecha acordó cali-
ficar la presente Tesis Doctoral
con la censura de ~~.....~~

.....
Madrid, ~~10 de junio de 1977~~

~~.....~~

~~.....~~

~~.....~~

~~.....~~

FIRMAN TODOS LOS MIEMBROS DEL TRIBUNAL